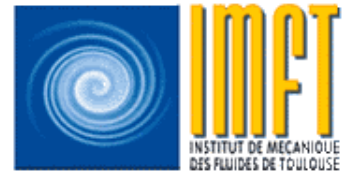




Thèse
présentée pour obtenir le titre de Docteur de
l'Institut National Polytechnique de Toulouse
Spécialité : Dynamique des fluides



Etude du déferlement d'une onde de Stokes et de la dissipation associée par simulation directe

Marie DUVAL

Soutenance de la thèse le 14 Décembre 2007 à l'Institut de Mécanique des Fluides de
Toulouse devant le jury composé de :

Mr C. KHARIF	Professeur, Ecole Centrale de Marseille	Rapporteur
Mr M. MORY	Professeur, UPPA	Rapporteur
Mr S. ABADIE	Maître de conférences, UPPA	Membre
Mr H. BRANGER	Chargé de Recherches, IRPHE	Membre
Mr O. THUAL	Professeur, INPT	Membre
Mr D. ASTRUC	Maître de conférences, INPT	Directeur de thèse
Mr D. LEGENDRE	Professeur, INPT	Directeur de thèse

N° d'ordre : 2572

A Manue ...

Remerciements

Tout d'abord, je souhaite remercier les membres du jury, garants de la qualité de mon travail. Je remercie Mathieu Mory, professeur à l'Université de Pau et des Pays de l'Adour et Christian Kharif, professeur à l'Ecole Centrale de Marseille, pour avoir accepté de rapporter sur mes travaux de thèse. Je souhaite souligner la pertinence de leurs remarques et de leurs questions ainsi que la minutie avec laquelle ils ont évalué ma thèse.

Je remercie aussi l'ensemble du jury pour avoir accepté de participer à ma soutenance, ainsi que Philippe Fraunié, professeur à l'Université du Sud Toulon Var, pour l'intérêt porté à mes travaux, même s'il n'a pu être présent le jour de ma soutenance.

Je voudrais exprimer ma reconnaissance et mes profonds remerciements à Dominique Astruc et Dominique Legendre, encadrants de ma thèse. Merci pour m'avoir fait confiance, pour votre engagement dans ce projet, pour vos encouragements et votre présence tout au long de ces quatre années, surtout durant les derniers mois difficiles de rédaction. J'ai apprécié notre collaboration et la complémentarité des approches entre le spécialiste JADIM et le spécialiste de la dynamique littorale, même si les compétences respectives ne se résument absolument pas en ces termes. Merci les Dominiques !

Je remercie aussi les personnes qui m'ont accueilli à l'IMFT et qui m'ont permis d'effectuer ma thèse dans les meilleures conditions.

Tout d'abord, je tiens à remercier les membres du groupe OTE, principalement Olivier Eiff, Frédéric Moulin, Serge Font, Grégory Dhoye et Karine Spielmann que j'ai le plus côtoyés. Un grand merci pour leurs encouragements durant ma thèse. Je souhaite exprimer ma gratitude à Sylvie Regade pour sa gentillesse, son investissement et sa disponibilité.

Un clin d'oeil au service informatique et plus particulièrement à Gilles Martin, Yannick Exposito et Valéry Verhoeven, interlocuteurs fréquents durant ma thèse. Merci pour leur réactivité face aux nombreux problèmes rencontrés et entre autre pour les épisodes *Chausson* !

Le service cosinus a aussi été d'un grand secours : Annaïg Pedrono pour les débogages JADIM et ses coups de main en programmation, Alexei Stoukov pour ne pas avoir trop grondé quant à l'utilisation que j'ai pu faire de Matlab et Hervé Neau pour les réponses à mes questions sur Tecplot.

Merci également à Muriel Sabater pour la reprographie de ce manuscrit mais aussi pour son efficacité.

Parallèlement à mes travaux de thèse, j'ai eu la chance de faire de l'enseignement. Je remercie particulièrement Olivier Thual, pour m'avoir accueilli dans le département de mécanique de fluides de l'ENSEEIH, pour m'avoir fait confiance et m'avoir encouragé. Je remercie aussi tous les enseignants avec qui j'ai pu collaborer pendant ces quatre années, ainsi que Maryse André, sans qui le département hydraulique ne tournerait pas aussi bien. Enfin, je remercie l'équipe pédagogique du département de mécanique de l'Université Paul Sabatier dans laquelle j'ai aussi apprécié enseigner. Merci Gérard Bardan et Patrick Huelmo !

Mon passage à l'IMFT restera pour moi un grand souvenir tant du côté professionnel qu'humain. Je souhaite remercier les personnes que j'ai pu rencontrer pendant mes années

sur Toulouse.

Tout d'abord, Nora, ma copine de galère. Même si la distance nous sépare, depuis la fin de notre DEA, j'ai passé d'excellents moments à discuter sciences, de nos bobos de thèse et à refaire le monde.

Un grand merci à Franc et Karine se fut un réel plaisir de partager avec vous le bureau 123 de CASTEX. Merci pour toutes nos discussions et les moments partagés dans le cadre ou non de l'IMFT.

Dans la suite chronologique, je tiens à remercier Laurent, aussi colocataire de bureau. Merci pour avoir supporté mes humeurs et pour avoir été mon *punching ball*. Merci pour avoir été là et pour m'avoir fait penser à autre chose pendant les phases difficiles.

Pour finir, je souhaite remercier les deux minettes Emma et Julie, qui m'ont accompagné pendant ma dernière année. J'ai eu plaisir à partager des moments sérieux ou de folie. Elles m'ont permis de survivre au sens propre comme figuré à la rédaction du manuscrit. Merci les filles pour votre patience, vos encouragements et tout le reste. S'il faut en retenir une chose : "maintenons les traditions" et "vive les vendredis soir au Griffon".

Un grand merci aussi à Franck pour sa présence et nos discussions qui m'ont beaucoup aidé.

Un énorme merci aussi à ma famille, mes proches, les copainings Toulousaing et les copains Bretons qui m'ont suivi et témoigné leur soutien durant ces quatre années et que je vais apprécier maintenant de pouvoir voir un peu plus.

Résumé

Le travail présenté concerne l'étude numérique de l'évolution d'une onde de Stokes. Cette étude s'inscrit dans la compréhension de la transformation de l'énergie de la houle par le processus de déferlement et des transferts à la surface libre.

L'approche Volume Of Fluid utilisée, consiste à discrétiser les équations de Navier-Stokes sur un maillage fixe en volume fini. Deux phases fluides sont prises en compte par le taux de présence calculé par une méthode de capture de front.

Une étude paramétrique est menée en faisant varier la cambrure initiale de l'onde de Stokes et la valeur du nombre de Reynolds. La distinction entre les régimes déferlant et non-déferlant observés, permet d'établir un critère de déferlement en fonction des paramètres de l'étude. Différents régimes de déferlement des ondes sont mis en évidence et nommés : déferlement glissant, déferlement plongeant superficiel, déferlement plongeant englobant et déferlement plongeant renversant. Ils sont décrits en terme de dynamique spatio-temporelle du taux de présence, des champs de vitesse et de vorticité. Une cartographie de ces différents régimes dans l'espace des paramètres (cambrure et nombre de Reynolds) est présentée.

Après validation du calcul de la dissipation, on montre que la dissipation totale pour des ondes non-déferlantes suit un modèle de diffusion équivalent. Dans les cas déferlants, l'évolution temporelle de l'énergie mécanique totale suit trois phases de décroissance (pré-déferlement, pendant le déferlement et post-déferlement) et un temps caractéristique de déferlement est défini en fonction des paramètres du problème. La dissipation d'énergie pendant le déferlement est évaluée et exprimée en fonction des paramètres du problème.

Pendant le déferlement, chaque *extrema* de l'évolution temporelle de la dissipation totale est relié à un événement dissipatif sur les champs spatio-temporels du taux de dissipation. Ces champs spatio-temporels montrent les mécanismes dissipatifs, différents en fonction des régimes de déferlement. Une seconde estimation de la dissipation par le déferlement est proposée à partir de l'évolution temporelle de la dissipation totale et est en accord avec la première estimation.

Enfin, des transformées de Fourier spatiales de l'énergie mécanique totale mettent en évidence la génération de petites échelles pendant le déferlement et qu'aucune énergie n'est stokée aux petites échelles. Cependant, la difficulté de la simulation directe pour décrire les phases de mélange air/eau après déferlement, souligne la nécessité de l'utilisation d'un modèle de sous-maille diphasique turbulent pour décrire cette phase.

Mots Clés : Simulation directe, déferlement, onde de Stokes, dissipation

Table des matières

1	INTRODUCTION	5
2	LE DEFERLEMENT DES ONDES DE SURFACE	7
2.1	Introduction	7
2.2	Modèles de houle	7
2.2.1	Les différentes théories de la houle	7
2.2.2	Modèles de transformation de la houle	8
2.3	Mécanismes et critères de déferlement	9
2.3.1	Déferlement bathymétrique	9
2.3.2	Interactions et instabilités	11
2.4	Les différents types de déferlement	13
2.4.1	Définition des déferlements plongeant et glissant	13
2.4.2	Transition entre le déferlement plongeant et glissant	13
2.5	Les déferlements glissants	15
2.5.1	Phase initiale d'un déferlement glissant	16
2.5.1.1	Ondes longues de gravité	16
2.5.1.2	Rôle de la tension de surface	16
2.5.1.3	Ondes courtes de gravité-capillarité	19
2.5.2	La région de mélange du déferlement glissant	22
2.5.2.1	Dynamique de la région de mélange	22
2.5.2.2	Modèles de déferlement glissant	23
2.6	Le déferlement plongeant	26
2.6.1	Phase initiale	27
2.6.1.1	Dynamique	27
2.6.1.2	Vorticité	30
2.6.2	Phase intermédiaire	31
2.6.2.1	Mécanisme des cycles de jets secondaires	31
2.6.2.2	Grandes échelles tourbillonnaires	32
2.6.2.3	Champs de vorticité	34
2.6.2.4	Dynamique tourbillonnaire tridimensionnelle	35
2.6.3	Phase finale	38
2.7	Dissipation d'énergie	38
2.7.1	Energie perdue par le déferlement	38
2.7.2	Modèles de dissipation	41
2.7.2.1	Analogie avec un ressaut hydraulique	43
2.7.2.2	Modèle de déferlement glissant de Duncan	44
2.8	Objectifs de l'étude	45

3	METHODOLOGIE	47
3.1	Introduction	47
3.2	Les approches pour l'étude du déferlement des vagues	47
3.2.1	Modèles basés sur les équations intégrées sur la profondeur	48
3.2.2	Modèles issus de la théorie potentielle	48
3.2.3	Modèles résolvant les équations de Navier-Stokes	49
3.2.3.1	Méthode des marqueurs	49
3.2.3.2	Méthode SPH (Smoothed Particules Hydrodynamics)	49
3.2.3.3	Méthodes Volume Of Fluid	50
3.2.3.4	Modélisation des échelles turbulentes	50
3.3	Le code JADIM	51
3.3.1	Le modèle à un fluide	52
3.3.1.1	Première hypothèse intrinsèque au modèle	53
3.3.1.2	Discrétisation et hypothèses supplémentaires	54
3.3.1.3	Modélisation des contraintes visqueuses	55
3.3.1.4	Modélisation des effets capillaires	56
3.3.2	Résolution numérique des équations de Navier-Stokes	56
3.3.2.1	Discrétisation spatiale	56
3.3.2.2	Prise en compte des effets capillaires	58
3.3.2.3	Discrétisation temporelle	58
3.3.2.4	Calcul de la pression	58
3.3.3	Résolution numérique du transport du taux de présence	59
3.4	Eléments de validation de l'outil	62
3.4.1	Mouvement d'une bulle	62
3.4.2	Ecoulement de Poiseuille	63
3.4.3	Onde de gravité non-déferlante	63
3.5	Conclusion	64
4	ETUDE COMPARATIVE DE DEFERLEMENT	65
4.1	Introduction	65
4.2	Déferlement d'une onde solitaire	65
4.3	Déferlement d'une onde de Stokes	68
4.3.1	Dynamique de l'onde	69
4.3.2	Champs de vorticité	74
4.3.3	Bilan d'énergie	76
4.4	Conclusion	78
5	VALIDATION DU CALCUL DE LA DISSIPATION	79
5.1	Introduction	79
5.2	Conditions initiales des cas tests	82
5.2.1	Ecoulement de Couette cisailé	83
5.2.2	Ondes de Stokes non-déferlante et déferlante	83
5.3	Choix d'un modèle de viscosité	84
5.3.1	Ecoulement de Couette à l'instant initial	85
5.3.2	Ecoulement de Couette devenu stationnaire	85
5.3.3	Onde de Stokes non-déferlante	86
5.3.4	Onde de Stokes déferlante	87
5.4	Estimation de la dissipation par différentes interpolations	89

5.4.1	Ecoulement de Couette	91
5.4.2	Onde de Stokes non-déferlante	92
5.4.3	Onde de Stokes déferlante	92
5.4.4	Bilan	92
5.5	Dissipation totale	92
5.5.1	Ecoulement de Couette cisailé	92
5.5.2	Onde de Stokes non-déferlante	93
5.5.3	Onde de Stokes déferlante	95
5.6	Dissipation numérique	95
5.7	Initialisation d'un champ de vitesse dans l'air pour les ondes de Stokes . .	97
5.8	Conclusions	98
6	DYNAMIQUE DES ONDES DE STOKES	99
6.1	Introduction	99
6.2	L'étude paramétrique	99
6.3	Etude de l'évolution de la condition initiale	100
6.3.1	Profils de surface libre	100
6.3.2	Temps d'adaptation de la solution et onde résultante	102
6.3.3	Evolution des ondes aux temps longs	104
6.3.4	Effet de la condition initiale	107
6.3.5	Célérité de l'onde et des harmoniques	108
6.3.6	Energies avant le déferlement	108
6.3.7	Calcul de la célérité des ondes déferlantes	109
6.4	Régimes d'évolution de l'onde	111
6.4.1	Ondes non-déferlantes	111
6.4.2	Transition vers le déferlement	114
6.4.2.1	Classification des régimes non-déferlants et déferlants . . .	114
6.4.2.2	Phase initiale du déferlement	117
6.4.3	Déferlements glissants (GL)	117
6.4.3.1	Dynamique du taux de présence	117
6.4.3.2	Discussion : la zone de mélange	118
6.4.3.3	Dynamique de la vortacité	119
6.4.3.4	Cartographie	120
6.4.4	Déferlements plongeants (PL)	121
6.4.4.1	Le déferlement plongeant/superficiel (PLS)	121
6.4.4.2	Le déferlement plongeant/englobant (PLE)	126
6.4.4.3	Le déferlement plongeant/renversant (PLR)	131
6.4.5	Classification des régimes d'évolution des ondes	133
6.5	Conclusion	137
7	ETUDE DE LA DISSIPATION	139
7.1	Introduction	139
7.2	Dissipation des ondes de Stokes non-déferlantes	139
7.2.1	Evolution temporelle des énergies	140
7.2.2	Evolution temporelle de la dissipation totale	140
7.2.3	Evolution spatiale et temporelle de la dissipation	141
7.2.4	Dissipation totale théorique de l'onde de Stokes non-déferlante . . .	143

7.2.5	Evolution temporelle d'une onde de Stokes non-déferlante en présence d'air	144
7.2.6	Dissipation totale initiale d'une onde de Stokes non-déferlante en présence d'air	146
7.3	Evolution temporelle de l'énergie pour une onde de Stokes déferlante . . .	151
7.3.1	Déferlement de type glissant (GL)	152
7.3.2	Déferlement de type plongeant/superficiel (PLS)	153
7.3.3	Déferlement de type plongeant/englobant (PLE)	154
7.3.4	Déferlement de type plongeant/renversant (PLR)	155
7.3.5	Synthèse	156
7.4	Temps caractéristique de déferlement	157
7.5	Dissipation moyenne pendant la phase déferlante	158
7.6	Evolution temporelle et spatiale de la dissipation	163
7.6.1	Déferlement plongeant/superficiel (PLS)	164
7.6.2	Déferlement glissant (GL)	166
7.6.3	Déferlement plongeant/renversant (PLR)	168
7.6.4	Synthèse	171
7.7	Evolution temporelle de l'amplitude de l'onde	171
7.8	Modèle de dissipation	176
7.8.1	Contributions à la dissipation totale	177
7.8.1.1	Contribution de l'air	177
7.8.1.2	Contribution du mélange dans la phase finale du déferlement	180
7.8.2	Comparaison avec la dissipation estimée par l'énergie	181
7.9	Echelles générées par le déferlement	181
7.9.1	Déferlement plongeant/superficiel (PLS)	182
7.9.2	Déferlement glissant (GL)	184
7.9.3	Déferlement plongeant/renversant (PLR)	184
7.10	Conclusion	187
8	CONCLUSION ET PERSPECTIVES	189
A		207

Chapitre 1

INTRODUCTION

Le déferlement des vagues joue un rôle capital dans la transformation de l'énergie de la houle. Il transforme l'énergie ondulatoire des ondes en un écoulement de vorticité. L'énergie de la houle est en grande partie dissipée par le déferlement et la partie résiduelle de l'énergie reste présente dans l'écoulement sous forme de courants ou de turbulence.

En milieu littoral, des modèles analytiques de transformation de la houle existent. La validité de ces modèles de houle grande échelle nécessite des critères de déferlement correctement adaptés et une paramétrisation réaliste de la dissipation d'énergie par ce processus de déferlement. Ces modèles sont param  triss  s par des grandeurs caractéristiques de longueur d'onde, d'amplitude de la houle mais négligent les éventuels effets visqueux pourtant caractéristiques de la dissipation. La dissipation est déduite de modèles de ressauts hydrauliques ou de modèles de déferlements glissants plus simples à caractériser que les déferlements plongeants. Même si ces modèles semblent apporter des solutions raisonnables, ils ne caractérisent pas tous les types de houle. De plus, il est reconnu que l'évolution morphodynamique des plages est contrôlée par les variations de l'hydrodynamique dans les régions de déferlement. Une bonne connaissance des écoulements générés par le déferlement est essentielle.

En milieu o  c  anique, l'intérêt est de caractériser les échanges d'énergie entre o  can et atmosphère. Il est reconnu que ces échanges sont facilités et augmentés en présence du déferlement, cependant ces mécanismes d'échange restent peu compris. Des modèles de transformation de l'énergie des vagues à grande échelle existent et ont pour objectif la quantification des transferts d'énergie et de quantité de mouvement entre l'océan et l'atmosphère. Ces modèles nécessitent la paramétrisation des effets non-linéaires liés aux interactions entre ondes, des transferts de quantité de mouvement par le vent responsables de la génération de la houle ou même du déferlement des vagues et de la dissipation associée au déferlement. De nombreux auteurs notent le manque de données quantitatives pour la validation de ces modèles. Ils notent que la dissipation d'énergie par le déferlement est le mécanisme le moins compris et donc le moins bien param  triss  .

Ensuite, le déferlement est responsable de l'augmentation des transferts de masse au travers de l'interface. Ce mécanisme est important autant en milieu littoral qu'océanique. Il a des répercussions à différents niveaux. A échelle planétaire, il participe au cycle du carbone, les petites bulles d'air injectées en profondeur sous la surface libre le dissolvant dans l'eau et il est reconnu que le déferlement augmente la vitesse d'absorption de l'air. Ces questions sont d'actualité face au réchauffement planétaire actuel. De même, le déferlement participe à la production d'aérosols dans l'atmosphère. En milieu littoral, l'entraînement induit la génération d'une intense turbulence.

Enfin, à plus petite échelle, le déferlement d'une surface libre est également observé dans de nombreux systèmes fermés, par exemple, lorsque l'on remplit un récipient avec un liquide, lorsqu'un réservoir de véhicule (voiture, avion, fusée) est soumis à une accélération ou décélération. Le déferlement dans de tels systèmes est très peu documenté car il se caractérise par des nombres de Reynolds de plusieurs ordres de grandeur plus petits que le déferlement de la houle. Cependant les mêmes questions se posent pour la génération d'agitation dans le système et pour le mélange entre phases, impliquant le respect d'un temps de repos du fluide stocké, avant utilisation.

Notre étude se place dans ce contexte de nécessité d'une meilleure compréhension des mécanismes mis en jeu dans le déferlement. En particulier, nous nous intéressons à la paramétrisation de la dissipation et des critères de déferlement. Des études ont été menées pour caractériser l'impact particulier de la cambrure et du nombre de Reynolds. Pour ce dernier, la gamme des nombres de Reynolds étudiée est généralement petite et son action décrite qualitativement au travers de modifications dans le comportement des phases initiales du déferlement. L'effet combiné de ces deux paramètres n'a jusqu'ici pas été étudié en ce qui concerne la paramétrisation des critères de déferlement et de la dissipation induite. Notre étude se consacre donc à pallier ce manque en présentant une étude dans laquelle la cambrure d'une onde de Stokes et le nombre de Reynolds varient dans des gammes relativement larges. Le mélange entre phases a été abordé dans notre étude au travers de la dynamique des déferlements et de l'écoulement induit par l'injection d'air sous la surface libre.

Dans la gamme des cambrures et des nombres de Reynolds utilisés, les mécanismes de déferlement sont différents. Afin d'identifier les mécanismes de déferlement des ondes, nous avons choisi de réaliser des simulations d'ondes de Stokes en simulation directe. Le code JADIM choisi pour cette étude se base sur une méthode Volume Of Fluid. Les équations de Navier-Stokes incompressibles sont résolues par discrétisation en volumes finis sur des maillages fixes. Deux phases sont prises en compte, l'eau et l'air. Aucun modèle de sous maille turbulent ou diphasique, n'a été implémenté pour cette étude. Un certain nombre d'auteurs (Abadie *et al.* (1998), Chen *et al.* (1999), Guignard *et al.* (2001)) utilisent une méthode identique dans des études de déferlement. L'originalité de nos travaux réside dans l'étude de la dissipation induite par le déferlement. En particulier, nous calculons localement le taux de dissipation en simulation directe afin de proposer une étude fine des mécanismes dissipatifs.

Le document présenté est composé de huit chapitres, dont cette introduction générale. Le second chapitre est consacré aux connaissances actuelles du processus de déferlement des vagues permettant de préciser les motivations de nos travaux. Dans le troisième chapitre, un rappel des différentes approches numériques généralement utilisées pour l'étude du déferlement est présenté et le code numérique JADIM est décrit. Sa validité pour simuler le déferlement est présentée dans un quatrième chapitre, sur deux configurations différentes de déferlement, en comparant à des études numériques. Le cinquième chapitre est consacré à la validation du calcul de la dissipation sur différents écoulements tests. Le sixième chapitre présente l'évolution d'une onde de Stokes non-déferlante et déferlante. Les différents régimes observés seront classifiés dans l'espace des paramètres de l'étude. Un critère de déferlement fonction de la cambrure et du nombre de Reynolds est proposé. Le dernier chapitre est consacré à l'étude de la dissipation dans chacun des régimes mis en évidence. Une modélisation de la dissipation est proposée et comparée à des données expérimentales.

Chapitre 2

LE DEFERLEMENT DES ONDES DE SURFACE

2.1 Introduction

Nous allons introduire dans la première partie de ce chapitre les modèles de propagation de la houle utilisés en milieu littoral et océanique. Ces modèles reposent sur des bilans énergétiques dans lesquels un terme source permet de prendre en compte le processus de déferlement des vagues. Ce terme doit être correctement paramétrisé, il s'agit de l'une des motivations principales de nos travaux.

Tout d'abord, il est important de pouvoir prévoir dans quelles conditions les ondes vont déferler, d'identifier les mécanismes qui conduisent au déferlement et de bâtir un critère. Ces études font l'objet de la seconde partie de ce chapitre.

Ensuite, l'observation montre qu'en fonction des paramètres du problème, les déferlements peuvent être classifiés en différents types dont les plus généralement observés sont les déferlements glissants et plongeants.

Ces deux types de déferlement sont alors présentés successivement dans une quatrième partie, en terme de dynamique générale.

Enfin, les mécanismes responsables de la dissipation de l'énergie de la houle engendrée par le déferlement et les échelles auxquelles ont lieu cette dissipation font l'objet d'une cinquième partie.

Les objectifs de nos travaux sont finalement présentés.

2.2 Modèles de houle

2.2.1 Les différentes théories de la houle

Dans cette section, nous faisons un bref rappel des principaux modèles de houle et des hypothèses sous-jacentes. Pour plus de détails, nous renvoyons le lecteur à Lighthill (1978).

La théorie potentielle est à la base des modèles de houle. Elle est déduite des équations de Navier-Stokes par l'hypothèse d'écoulement irrotationnel.

La houle linéaire (houle d'Airy ou houle de Stokes d'ordre 1) est obtenue sous l'hypothèse d'onde de petite cambrure, ce qui revient à négliger les termes non-linéaires.

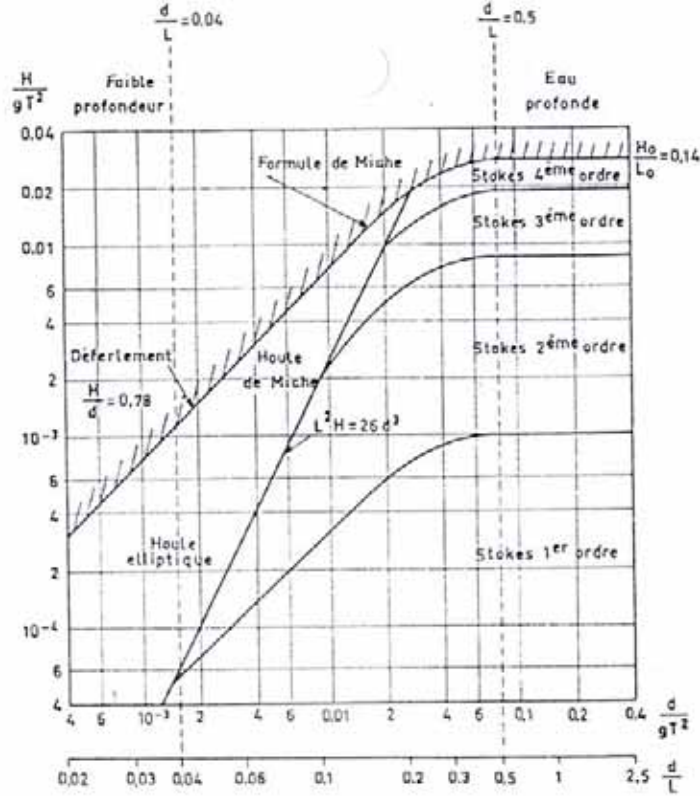


FIG. 2.1 – Domaine d'utilisation des différentes théories de la houle (Bonnefille (1992)).

Pour la houle d'amplitude finie, les inconnues sont décomposées en séries de puissance d'un petit paramètre δ . En milieu peu profond, on choisit $\delta = d/\lambda$ où λ est la longueur d'onde et d la profondeur, ce qui permet d'obtenir une approximation d'ondes longues (ondes cnoïdales ou elliptiques et ondes solitaires). En milieu profond, le paramètre choisi est la cambrure de l'onde $\delta = H/\lambda$ et on obtient la théorie des ondes de Stokes (Lamb (1932)), avec H l'amplitude totale de l'onde.

Ces différents modèles de houle ont des domaines de validité limités (Fig. 2.1). La théorie de Stokes est plutôt valide en eaux profondes. Plus l'ordre de développement augmente, plus la théorie peut rendre compte de la propagation des ondes de grande cambrure. La théorie de Stokes peut s'appliquer au milieu peu profond correspondant au rapport $\lambda/d < 25$ pour les cambrures les plus petites. La théorie des ondes cnoïdales s'applique aux eaux peu profondes et de profondeurs intermédiaires avec des limites variant entre $\lambda/d \simeq 8$ pour les vagues infiniment petites et $\lambda/d \simeq 7$ pour les ondes de fortes cambrures.

2.2.2 Modèles de transformation de la houle

Dans cette partie nous présentons indépendamment les modèles de transformation de la houle en milieu océanique et en milieu littoral. Ces deux modèles présentent une limitation commune qui vient du manque de connaissance du processus de déferlement des vagues qui doit être paramétrisé.

En milieu littoral, les modèles s'appuient sur la conservation du flux d'énergie perpen-

diculairement à la ligne de côte :

$$\frac{\partial c_g(x)E(x)}{\partial x} = -D(x) \quad (2.1)$$

où $E = \rho g H^2 / 8$ est la densité d'énergie moyenne de la houle par unité de surface, ρ la densité de l'eau, H l'amplitude de l'onde, c_g est la vitesse de groupe et D le taux de dissipation de l'énergie de la houle par unité de surface. En zone de levée, $D = D_f$ correspond à la dissipation par frottement visqueux au fond. En zone de déferlement, un terme de dissipation par le déferlement D_b est introduit ($D = D_f + D_b$). Des modèles assez précis existent pour paramétriser la dissipation par frottement au fond. Il en existe aussi pour la dissipation par le déferlement, mais leur validité demeure en question.

En milieu océanique, l'évolution des vagues de vent est généralement modélisée par une équation non-linéaire (Phillips (1985), Melville (1994)) décrivant l'évolution de la densité d'action des vagues en fonction du nombre d'onde et de la position spatiale. Un terme source permet la prise en compte du forçage par le vent, un autre modélise les transferts non-linéaires et un terme représente la dissipation d'énergie par le déferlement. La paramétrisation des deux premiers termes est assez documentée. Melville (1996) note par contre un manque de connaissance du terme de dissipation d'énergie, lui même conditionné par des probabilités de déferlement.

La précision des modèles de transformation de la houle est donc conditionnée par le choix du critère de déferlement utilisé et par une bonne paramétrisation de la dissipation qui en résulte. Le manque de connaissance sur ces sujets motive notre travail.

2.3 Mécanismes et critères de déferlement

2.3.1 Déferlement bathymétrique

En milieu littoral, le mécanisme principal de déferlement est l'augmentation de l'amplitude des ondes qui résulte de la diminution de la profondeur d'eau au voisinage des côtes. Ce mécanisme de déferlement a conduit de nombreux auteurs à proposer des critères de déferlement en fonction de l'amplitude de l'onde et de la profondeur d'eau locale.

Une des idées suivie est que le déferlement se produit quand la vitesse des particules fluides au sommet de l'onde devient supérieure à la célérité de l'onde, générant l'éjection d'un jet. Miche (1944) propose un critère en se basant sur cette idée et sur la théorie non-linéaire de la houle de Stokes (Fig. 2.1) :

$$H_b k = 0,89 \tanh(kd_b) \quad (2.2)$$

où $H = 2a$ représente la hauteur de l'onde, k le nombre d'onde, d la profondeur d'eau et où l'indice b est relatif aux caractéristiques au début du déferlement (*breaking*). Le coefficient H_b/d_b est usuellement nommé indice de déferlement. Asymptotiquement, le critère de Miche (1944) (Eq. 2.2) admet deux limites. Lorsque la profondeur est grande $kd_b \gg 1$ (ondes courtes), le critère se limite à une cambrure critique $\epsilon_c = \pi H_b / \lambda = 0,4432$. Pour les ondes longues $kd_b \ll 1$ (Eq. 2.2), les ondes déferlent lorsque le rapport entre leurs hauteurs et la profondeur atteint $H_b/d = 0,88$. La pertinence de ce critère a été validée expérimentalement dans une gamme $0,7 \leq H/\lambda \leq 1,2$ et l'estimation du point de déferlement est raisonnable. Cependant, la pente de la plage doit rester faible. En effet, Tsai *et al.* (2005) montrent avec des expériences sur une plage de pente $m = 1/10$, que le

critère de Miche (1944) donne une bonne estimation de la hauteur au déferlement, mais que pour des pentes de $m = 1/3$ et $1/5$, le critère surestime la hauteur au déferlement respectivement de 50% et 60%.

Weggel (1972) améliore le critère de Miche en introduisant l'effet de la pente m d'une plage :

$$\frac{H_b}{d_b} = b1(m) - a1(m) \frac{H_b}{gT^2} \quad (2.3)$$

où g représente l'accélération gravitationnelle, T la période de l'onde, et $b1$ et $a1$ sont deux coefficients fonction de la pente de la plage m . Weggel (1972) propose les valeurs empiriques :

$$\begin{aligned} a1(m) &= 43,8[1 - \exp(-19m)] \\ b1(m) &= 1,56[1 + \exp(-19,5m)] \end{aligned} \quad (2.4)$$

Lee and Heo (2005) comparent les indices de déferlement d'ondes de Stokes sur une plage, obtenus par simulation numérique des équations de Navier-Stokes, avec ceux de Weggel (1972). Ils trouvent un accord satisfaisant avec Weggel (1972) pour les pentes $m = 1/5$, $1/10$ et $1/30$, dans le domaine de validité annoncé par Weggel (1972) et pour $H_0/\lambda \in [0,032; 0,1]$.

McCowan's (1894) utilise la théorie des ondes solitaires pour définir un critère de déferlement et montre que le déferlement débute pour $H_b/d_b = 0,78$. Un certain nombre d'estimations du rapport H_b/d_b sont obtenues par la théorie des ondes solitaires, prenant en compte des degrés différents de développement en séries de puissance. Galvin (1969) rapporte une liste des estimations de H_b/d_b publiées et note qu'elles varient de 0,73 à 1,03. Il précise que la valeur la plus fréquente est 0,83.

Chanson and Jaw-Fang (1997) réalisent des expériences de déferlement en canal sur une plage inclinée de pente $m = 1/12$ et retrouvent le résultat de critère de déferlement des ondes solitaires : $H_b/d_b = 0,78$. Ces résultats confirment le résultat de McCowan's (1894).

Grilli *et al.* (1997) ont réalisé des simulations d'ondes solitaires déferlant sur des plages à pente constante, avec une méthode d'intégrale de frontière, c'est-à-dire en écoulement potentiel. Les simulations sont réalisées pour des plages de pente m comprise entre $1/100$ et $1/8$ et des rapports d'amplitude des ondes sur la profondeur H_0/d_0 compris entre 0,06 et 0,7. Les auteurs présentent un critère de déferlement fonction de la pente m et des paramètres initiaux H_0/d_0 , tel que $H_0/h_0 = 16,9m^2$. Ils montrent que le paramètre déterminant pour le devenir des ondes est la pente de la plage, la hauteur initiale de l'onde étant secondaire. Aucun déferlement n'est observé en dessous de $m < 1/4,7$. Grilli *et al.*

(1997) s'intéressent aussi à l'indice de déferlement H_b/d_b , ils montrent que la limite de stabilité 0,78 définie par McCowan's (1894) est respectée. Les auteurs vont plus loin en proposant un critère prenant en compte la pente m de la plage :

$$\frac{H_b}{d_b} = 0,841 \exp[6,412S_0(m)] \quad (2.5)$$

avec $S_0(m) = 1,521m/\sqrt{H_0/d_0}$, un paramètre de cambrure fonction de la pente de la plage.

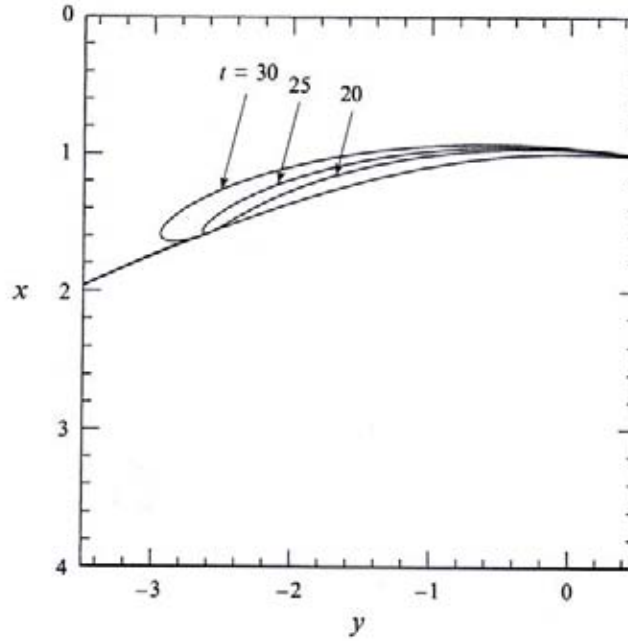


FIG. 2.2 – Profils d'un mode instable à différents instants (Longuet-Higgins *et al.* (1994)).

2.3.2 Interactions et instabilités

Les mécanismes du déferlement en milieu profond restent partiellement incompris (Longuet-Higgins and Cleaver (1994), Melville (1996)). Il est reconnu que le déferlement est provoqué par des interactions entre les ondes elles-mêmes, entre les ondes et le vent, ou entre les ondes et les courants. Même si ces mécanismes de déferlement sont identifiés, leur quantification par des critères reste encore limitée.

La plupart des critères énoncés en milieu profond sont basés sur l'idée d'une cambrure critique des ondes au-delà de laquelle les ondes deviennent instables et déferlent. Le critère de Miche (1944) apparaît limité car il s'applique seulement à un train d'ondes monochromatiques stationnaires. De nombreuses expériences montrent en effet que des ondes de plus faibles cambrures que la cambrure critique de Stokes (ou de Miche (1944)), peuvent déferler car soumises à des instabilités intrinsèques. Comme le note Bonmarin (1989), des ondes de cambrure aussi faibles que 0,2 peuvent déferler.

La dispersion des ondes conduit à la modulation de paquet d'ondes. Elle peut focaliser l'énergie des vagues, pouvant ainsi conduire au déferlement (Donelan *et al.* (1972)). En laboratoire, la technique d'interférence constructive est intéressante pour générer un déferlement (Melville and Rapp (1985), Duncan *et al.* (1994)) car il est facile de prévoir où l'énergie va se focaliser et donc le lieu du déferlement.

Les instabilités d'un train d'ondes uniformes ont donc été étudiées théoriquement et numériquement en vue d'établir des critères de déferlement plus réalistes. Yuen and Lake (1980) proposent un passage en revue complet sur les instabilités, Banner and Peregrine (1993), Melville (1996) et Peregrine (1983) les abordent plus succinctement, donnant les références essentielles.

Longuet-Higgins and Cleaver (1994) ont étudié théoriquement l'instabilité de la crête d'une onde de Stokes stationnaire de grande cambrure, soumise à une perturbation infi-

nitésimale instationnaire. Ils montrent que la crête est instable et qu'il existe un mode dont le taux de croissance exponentiel $\omega \sim R_c^{1/2}$ où R_c est le rayon de courbure de la crête (Fig. 2.2). Cette instabilité peut représenter le stade initial d'un déferlement glissant. Longuet-Higgins *et al.* (1994), avec une méthode numérique BIEM (écoulement potentiel), perturbent aussi une onde de Stokes et montrent que le mode le plus instable est le plus petit harmonique du train d'ondes considéré. L'instabilité se développe alors pour une cambrure $\epsilon = ak = 0,4423$. Tanaka (1983) évalue, avec une méthode similaire, la cambrure critique d'apparition de l'instabilité à $\epsilon = 0,4292$.

L'instabilité de Benjamin-Feir (Benjamin and Feir (1967)) peut conduire au déferlement (Melville (1982), (1983)). Dold and Peregrine (1986) ont confirmé numériquement que des trains d'ondes uniformes de cambrure de l'ordre de 0,1 déferlent par l'instabilité de Benjamin-Feir. Avec des simulations numériques pour des écoulements potentiels, Wang *et al.* (1994) étudient l'évolution d'un train d'ondes instables. Le déferlement des ondes a lieu à des distances éloignées de l'ordre de 100 longueurs d'ondes du générateur de houle. Un résultat intéressant est noté lorsque la vitesse des particules dans la crête atteint la vitesse de groupe linéaire de la composante dominante, l'onde déferle alors dans un délais de $0,25T$. Cette étude montre que le critère cinématique utilisé pour définir le critère de Stokes et de Miche (1944) (Eq. 2.2) est pertinent dans la mesure où l'on remplace la vitesse de phase par la vitesse de groupe. Melville (1982) montre qu'un train d'ondes de cambrure légèrement inférieure à 0,3, devient instable par instabilité de Benjamin-Feir qui conduit ensuite au déferlement. Pour des cambrures plus grandes, des instabilités 3D apparaissent et dominant (Yuen and Lake (1980), Su *et al.* (1982), McLean *et al.* (1981)).

Banner and Peregrine (1993) font aussi référence aux instabilités de Rayleigh-Taylor qui peuvent conduire les ondes à déferler.

Les interactions des ondes avec le vent sont aussi une cause du déferlement. Différents mécanismes sont possibles. Tout d'abord, le vent agit comme une source de quantité de mouvement qui nourrit l'onde en énergie et la fait croître en amplitude. Une autre action peut être le cisaillement local de la crête par l'air qui peut engendrer le déferlement. Ces mécanismes restent jusqu'à présent peu quantifiés (Melville (1996)).

Le processus de déferlement engendre des changements importants dans les paramètres géométriques de l'onde avant de déferler. Les critères de déferlement établis expérimentalement, donnant des cambrures critiques, dépendent de l'instant choisi pour estimer la cambrure. Melville and Rapp (1988) montrent (Fig. 2.3) que l'onde non-déferlante qui suit une onde déferlante présente une cambrure plus grande que celle de l'onde déferlante. Ils soulignent donc le danger d'utiliser les observations du déferlement à un instant donné de son évolution pour en déduire des critères de déferlement, sans avoir caractérisé sa dynamique.

Finalement, l'étude des critères de déferlement reste un champ d'investigations ouvert. Il ne serait pas surprenant que les critères de déferlement ne dépendent pas uniquement des échelles géométriques des ondes, comme le souligne Melville and Rapp (1988), mais aussi des échelles de vitesses et d'un nombre de Reynolds local. Dans notre étude paramétrique où la cambrure et le nombre de Reynolds varient, nous nous intéresserons à la dépendance des critères de déferlement en fonction de ces paramètres.

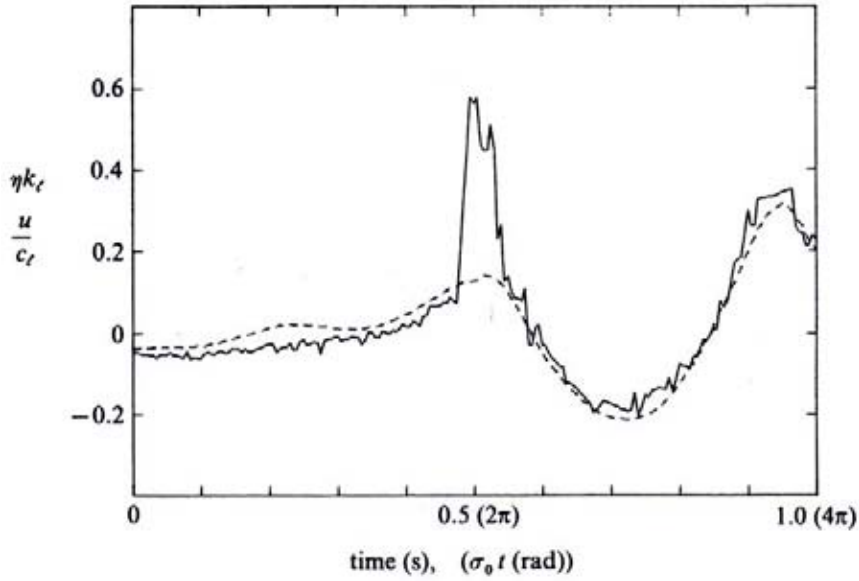


FIG. 2.3 – Exemple de déplacement de la surface libre et de la vitesse pour des ondes déferlantes suivies par un train d’ondes non-déferlantes (Melville and Rapp (1988)). — : déplacement de la surface libre η ; - - : vitesse horizontale.

2.4 Les différents types de déferlement

2.4.1 Définition des déferlements plongeant et glissant

Il existe différentes classifications du déferlement reliées à des comportements caractéristiques de la dynamique.

L’étude bien connue de Galvin (1968) a permis de classier les types de déferlement (Fig. 2.4). Les principaux déferlements observés sont :

- le déferlement plongeant : un jet est éjecté du haut de la crête, évoluant dans un mouvement de renversement pour impacter sur la surface à l’avant de la crête ;
- le déferlement glissant : un mélange d’air et d’eau se développe sur la face avant de la crête.

Ces types de déferlement sont reportés sur la figure 2.4.

2.4.2 Transition entre le déferlement plongeant et glissant

Il est important pour la modélisation de la dissipation d’énergie de différencier le type de déferlement et de le caractériser en fonction des paramètres du problème.

Galvin (1969) montre à partir des mesures empiriques de Galvin (1968) que les transitions entre types de déferlement suivent la loi (Fig. 2.5) :

$$\frac{H_b}{H_0} = \alpha \left(\frac{H_b}{\lambda_0} \right)^{-\frac{1}{2}} \quad (2.6)$$

où $\alpha = 0, 2$ pour une transition glissant/plongeant (Fig. 2.5).

Lee and Heo (2005) réalisent des simulations de déferlement d’ondes de Stokes sur des plages à pente constante (1/5, 1/10, 1/30) avec une méthode résolvant les équations de

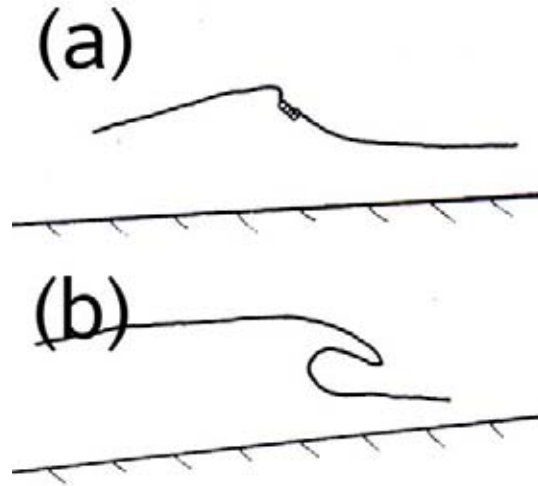


FIG. 2.4 – Les types de déferlement (Galvin (1968)). (a) déferlement glissant et (b) déferlement plongeant.

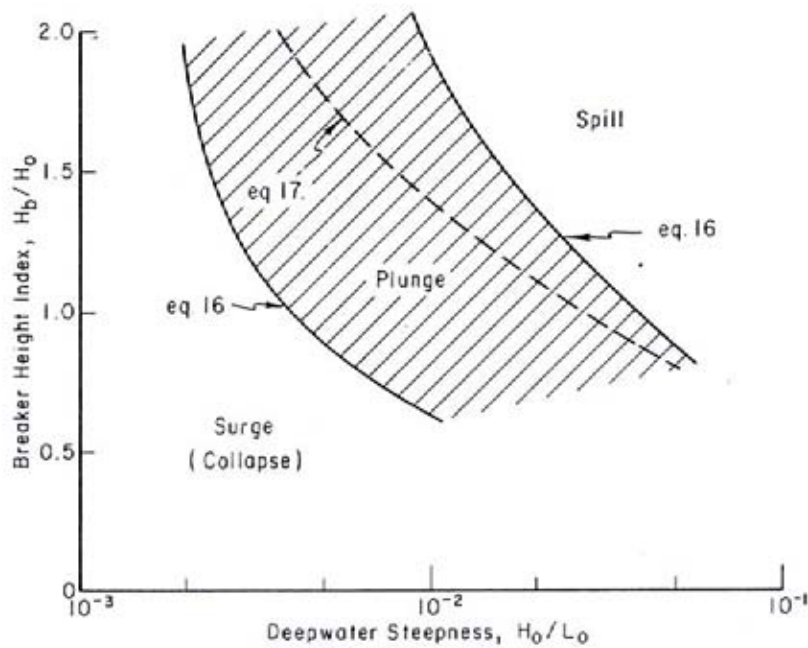


FIG. 2.5 – Dépendance du type de déferlement avec la cambrure et l'indice de déferlement (Galvin (1969)). — : transitions entre les types de déferlement (Eq. 2.6); - - : critère équivalent à l'équation 2.6 pour les ondes solitaires.

Navier-Stokes. Ils montrent un bon accord entre la transition glissant/plongeant et celle de Galvin (1968). Lee and Heo (2005) montrent numériquement un bon accord avec l'équation (2.6).

Grilli *et al.* (1997) s'intéressent à la transition entre les types de déferlement pour des ondes solitaires déferlant sur des plages ($m \in [1/100; 1/8]$). Ils montrent qu'un para-

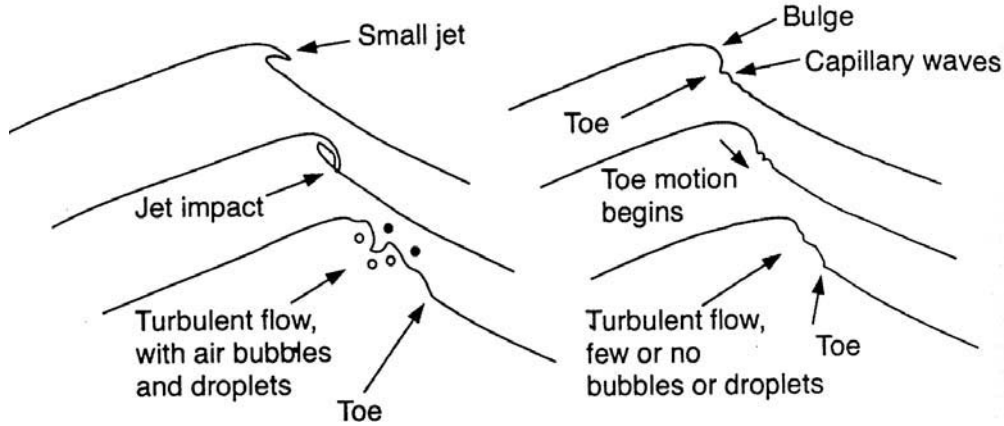


FIG. 2.6 – Evolution schématique du déferlement glissant pour de faibles (à gauche) et de forts (à droite) effets capillaires (Duncan (2001)).

mètre de cambrure fonction de la pente de la plage m : $S_0(m) = 1,521m/\sqrt{H_0/d_0}$ est caractéristique du type de déferlement. Ils observent des déferlements plongeants pour $S_0 \in [0,025; 0,3]$ et des déferlements glissants pour $S_0 < 0,025$, la transition entre ces deux types de déferlement ayant lieu pour $S_0 = 0,025$.

A notre connaissance, aucun critère équivalent n'a été mis en évidence pour distinguer les types de déferlement en milieu profond.

Comme pour les critères de déferlement, il est probable que d'autres paramètres comme le nombre de Reynolds aient une influence sur ces transitions. Nous nous intéresserons à cette dépendance dans notre étude, en fonction de la cambrure et du nombre de Reynolds.

La dynamique de la surface libre des déferlements glissant et plongeant est différente et nécessite d'être précisée dans les deux cas. Nous présentons dans cette partie à la dynamique de ces deux types de déferlement, en terme de champs de vitesse et de vorticité générée pendant le déferlement.

2.5 Les déferlements glissants

Duncan (2001) distingue deux initiations du déferlement glissant (Fig. 2.6). La première correspond au cas où les effets capillaires sont faibles devant les effets de gravité (ondes longues). Un jet de petite taille est éjecté de la cr  te et après son impact, une région de mélange turbulent d'eau et d'air se forme en surface. La seconde correspond aux cas où les effets capillaires dominent. Un gonflement à l'avant de la crête remplace la formation du jet, des ondes capillaires peuvent apparaître au bout de cette zone gonflée et former un motif régulier (Fig. 2.6). Le système formé par la zone de gonflement et le train d'ondes capillaires se déstabilise et forme une région de mélange d'eau et d'air à la surface, comme dans le premier cas.

En tenant compte de l'observation de Duncan (2001), nous distinguerons la phase d'initiation du déferlement glissant de la phase que nous nommerons établie, à partir de laquelle le comportement du déferlement glissant est similaire. En complément, Perlin and Schultz (2000) proposent un passage en revue des études de la génération de vorticité par les ondes capillaires.

2.5.1 Phase initiale d'un déferlement glissant

Le rapport entre la longueur d'onde et l'échelle de longueur capillaire est un paramètre déterminant dans la phase initiale de développement du déferlement glissant. Ce rapport est caractérisé par le nombre de Bond $B = \rho g \lambda^2 / \sigma$ avec ρ la densité de l'eau, g l'accélération gravitationnelle, σ la tension de surface et λ la longueur d'onde. Le second paramètre généralement considéré est la cambrure de l'onde $\epsilon = ak$, où a représente l'amplitude de l'onde et k le nombre d'onde.

2.5.1.1 Ondes longues de gravité

Longuet-Higgins and Cokelet (1976) ont réalisé les premières simulations du déferlement d'une onde de Stokes ($\epsilon = 0,4$) avec une méthode potentielle, sans tension de surface. Le déferlement observé débute par l'éjection d'un petit jet au sommet de l'onde. En s'appuyant sur des observations expérimentales, les auteurs émettent l'hypothèse que la phase initiale du déferlement glissant peut être comparable à celle du déferlement plongeant, avec cependant, une taille du jet éjecté plus petite.

New *et al.* (1985) explorent avec une approche potentielle sans tension de surface, la taille et la forme des jets éjectés pour le déferlement d'ondes de Stokes de cambrure $\epsilon \in [0,19; 0,34]$. Il montrent que la taille des jets augmente avec la cambrure, i.e. à amplitude fixée, elle décroît si la longueur d'onde augmente. Ils montrent que la forme des jets obtenue est identique lorsqu'ils sont normalisés par leur longueur. Ces observations sont cohérentes avec l'idée que la phase initiale d'un déferlement glissant peut être vue comme celle d'un déferlement plongeant.

Christensen and Deigaard (2001) réalisent des simulations d'ondes solitaires déferlant sur une plage utilisant les équations de Navier-Stokes ($m = 1/20$, $\epsilon_0 = 0,09$ équivalente en milieu profond) (Fig. 2.7). L'interface est suivie par la méthode des marqueurs et un modèle de sous-maille de type Smagorinsky est utilisé pour prendre en compte l'effet dissipatif de la turbulence. Ils montrent aussi la formation d'un petit jet et l'évolution de ce type de déferlement glissant. Ils confirment l'existence de ce type d'initiation du déferlement glissant en indiquant qu'il correspond au type glissant dans la définition de Galvin (1968) (Fig. 2.5).

2.5.1.2 Rôle de la tension de surface

Song and Sirviente (2004), par une méthode de type Volume Of Fluid (VOF) avec reconstruction d'interface, s'intéressent à l'effet de la tension de surface sur la phase initiale du déferlement d'une onde de Stokes de grande cambrure $\epsilon = 0,55$. Les auteurs font varier le nombre de Bond $B = \rho g \lambda^2 / \sigma \in [1,5 \cdot 10^3; 2,3 \cdot 10^4]$, les autres nombres adimensionnels étant constants. Ils montrent (Fig. 2.8) qu'un large jet se développe pour le plus grand nombre de Bond, caractéristique du déferlement plongeant. Lorsque les effets capillaires augmentent (ou la longueur d'onde diminue), le jet se transforme en une zone gonflée au bout de laquelle apparaissent des ondes capillaires. Song and Sirviente (2004) retrouvent le régime dominé par les effets capillaires, décrit par Duncan (2001) (Fig. 2.6). Ce résultat laisse penser qu'un nombre de Bond intermédiaire permettrait de retrouver le déferlement glissant dominé par la gravité, proposé par Duncan (2001).

Le résultat de Song and Sirviente (2004) est en accord avec les travaux de Cenicerros and Hou (1999) qui utilisent une méthode BIEM. Cenicerros and Hou (1999) montrent des déferlements d'ondes de Stokes pour différentes longueurs d'ondes correspondant à

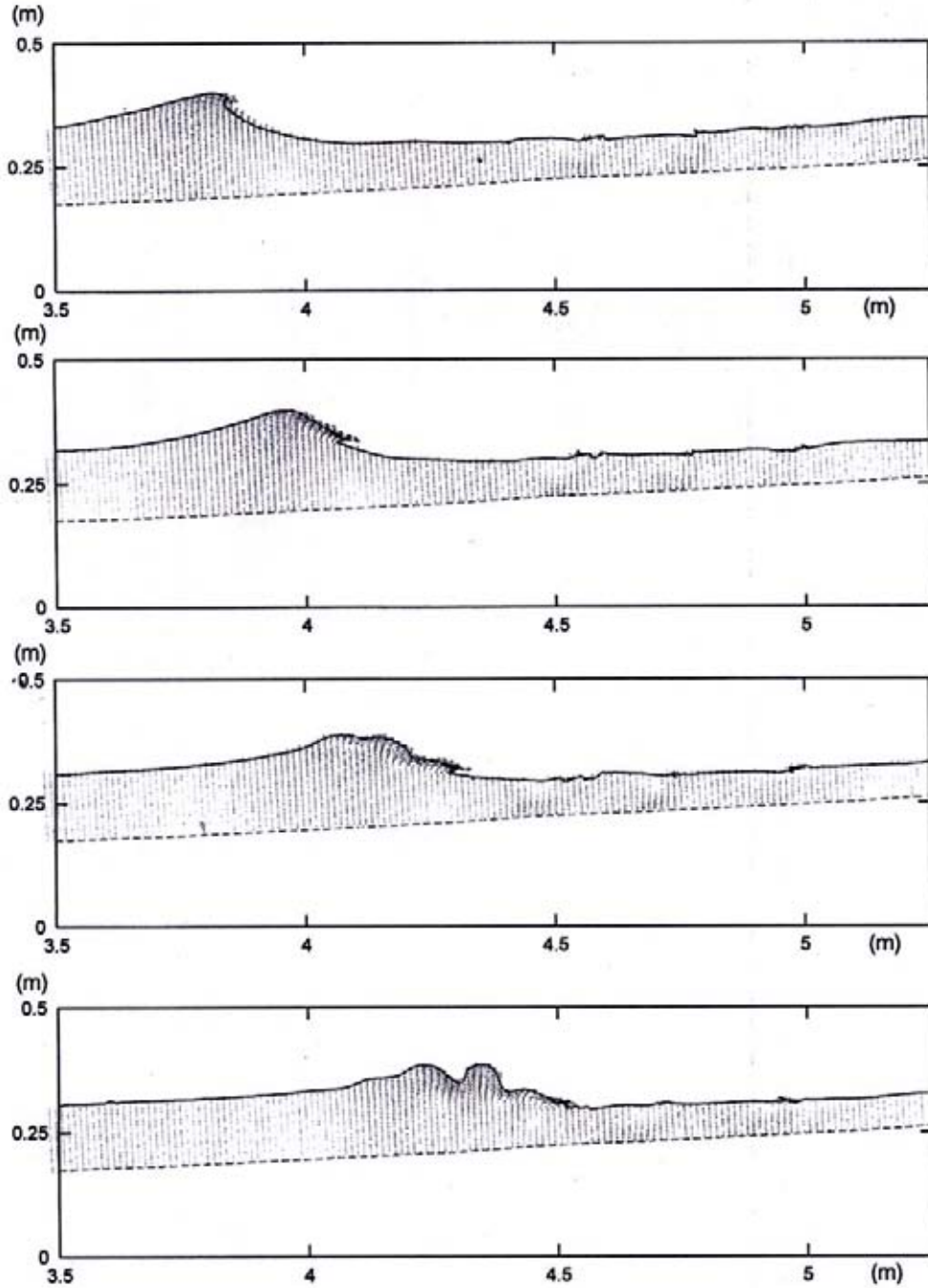
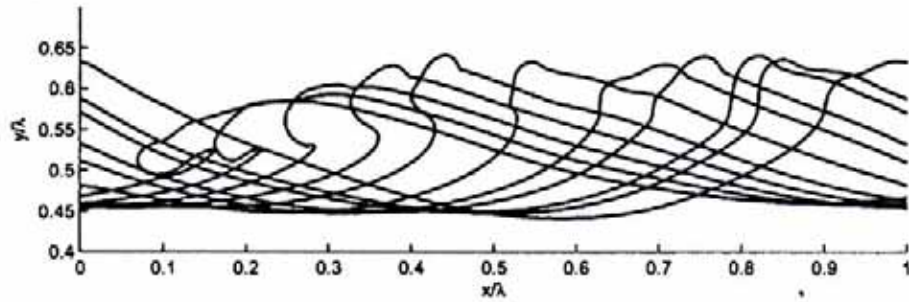


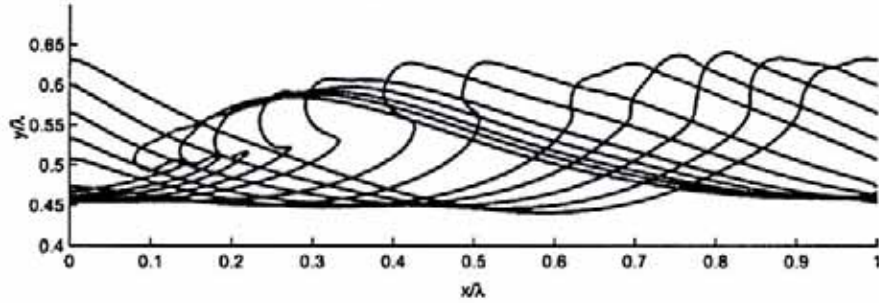
FIG. 2.7 – Phase initiale du développement d'un déferlement glissant (Christensen and Deigaard (2001)).

une gamme de nombre de Bond $B \in [14; 3 \cdot 10^5]$ ($\epsilon = 0, 1$). Ils montrent en particulier qu'à partir de $B = 8 \cdot 10^4$, un petit jet est formé et un système d'ondes capillaires peut être observé près de l'extrémité du jet. Perlin *et al.* (1996) trouvent expérimentalement des structures d'ondes capillaires pour des longueurs d'ondes de 0,8 m.

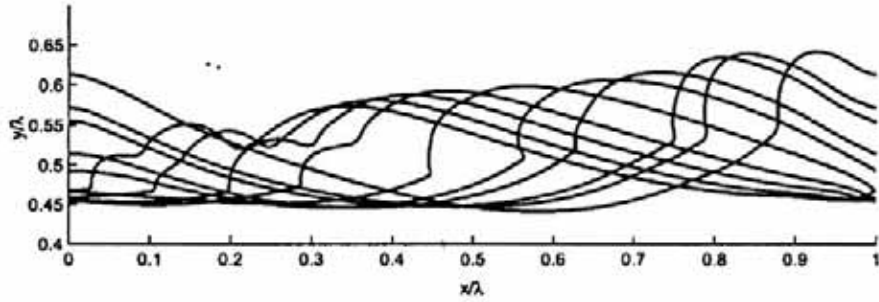
Les deux types d'initialisation du déferlement glissant montrés par Duncan (2001) ne sont généralement pas distingués dans la littérature, et la longueur des ondes est le seul indicateur donné (Fig. 2.9). Des efforts pour caractériser l'effet de la cambrure dans ces régimes seraient nécessaires. Dans le cadre de notre étude, la tension de surface



(a) $B = 597$, $\tau = 0.4152, 0.4912, 0.5204, 0.5907, 0.6429, 0.7193, 0.8129, 0.8714, 0.9299, 0.9825, 1.0357$ (from right).



(b) $B = 275$, $\tau = 0.4097, 0.4682, 0.5350, 0.5853, 0.6381, 0.7376, 0.8137, 0.8868, 0.9308, 0.9659, 0.9984, 1.0818$ (from right).



(c) $B = 38$, $\tau = 0.4208, 0.4972, 0.5268, 0.6038, 0.6512, 0.7147, 0.8285, 0.8877, 0.9469, 1.002$ (from right).

FIG. 2.8 – Séquences temporelles d'évolution de la surface libre pour des ondes de Stokes déferlantes et trois valeurs du nombre de Bond B . ($Re(\lambda, c) = c\lambda/\nu_L = 2,2 \cdot 10^3$: le nombre de Reynolds, avec c la célérité, λ la longueur d'onde et ν_L la viscosité cinématique du liquide ; $\bar{\rho} = 3,57$ le rapport de densité entre le liquide et le gaz ; $\bar{\mu} = 2$ le rapport de viscosité dynamique entre le liquide et le gaz ; $\epsilon = ak = 0,55$ la cambrure initiale de l'onde avec a son amplitude et $k = 2\pi/\lambda$ le nombre d'onde). $\tau = tc/\lambda$: temps adimensionnel (Song and Sirviente (2004)).

est négligée, on se place donc dans le cadre de la dominance de la gravité. Le second régime dans lequel les effets capillaires dominent, est donc développé succinctement. Nous renvoyons le lecteur à la revue de Duncan (1981) pour plus de détails.

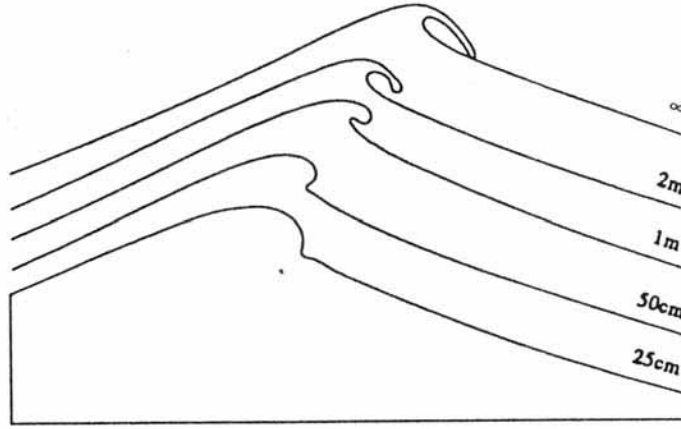


FIG. 2.9 – Illustration de l'effet de la tension de surface ($\sigma = 0,072 \text{ Nm}^{-1}$) pour différentes longueurs d'ondes (Duncan (2001)).

2.5.1.3 Ondes courtes de gravité-capillarité

La seconde phase d'initiation du déferlement glissant quand les effets capillaires sont forts (Duncan (2001)) (Fig. 2.6) est assez bien décrite dans la littérature.

Duncan *et al.* (1999) montrent une évolution temporelle de la surface libre obtenue expérimentalement pendant la phase d'initiation du déferlement glissant, pour des ondes de très petites longueurs d'ondes ($\epsilon = ak \in [0,15; 0,16]$, $B = \rho g \lambda^2 / \sigma \in [8 \cdot 10^4; 1,9 \cdot 10^5]$, $Re(\lambda, c) = \lambda c / \nu \in [6,5 \cdot 10^5; 1,2 \cdot 10^6]$) (Fig. 2.10). Le déferlement débute par la formation d'une région bombée au sommet de la crête, qui croît en taille pendant que des ondes capillaires apparaissent au bout de cette région. Ensuite, le système formé par la région gonflée et les ondes capillaires se déstabilise pour former une région de mélange en surface, caractéristique des déferlements glissants. Un certain nombre d'expériences relatent cette même évolution temporelle (Dabiri and Gharib (1997), Lin and Rockwell (1995), Qiao and Duncan (2001), Kamran Siddiqui *et al.* (2001)).

Duncan (1981) indique que l'altitude du bout de la région de gonflement avant le début de son glissement sur la surface libre, serait caractéristique de l'énergie qui sera dissipée par le déferlement. C'est certainement associé à la quantité d'air entraînée par la suite, qui serait supérieure quand le gonflement se situe plus près du sommet de la crête.

Duncan *et al.* (1999) montrent que lorsque le bout de la région de gonflement se met en mouvement, il accélère tout d'abord pour atteindre ensuite une vitesse constante, fonction de la célérité de l'onde. La taille caractéristique de la région de gonflement et des ondes capillaires reste indépendante de la fréquence de l'onde et dépend de la longueur capillaire.

Qiao and Duncan (2001) montrent des champs de vitesse et de vorticité expérimentaux pendant la phase initiale du déferlement glissant (Fig. 2.11). Pendant le développement de la région de gonflement, le maximum de vitesse horizontale augmente et atteint une valeur proche de la célérité de l'onde lorsque la région de gonflement se met en mouvement.

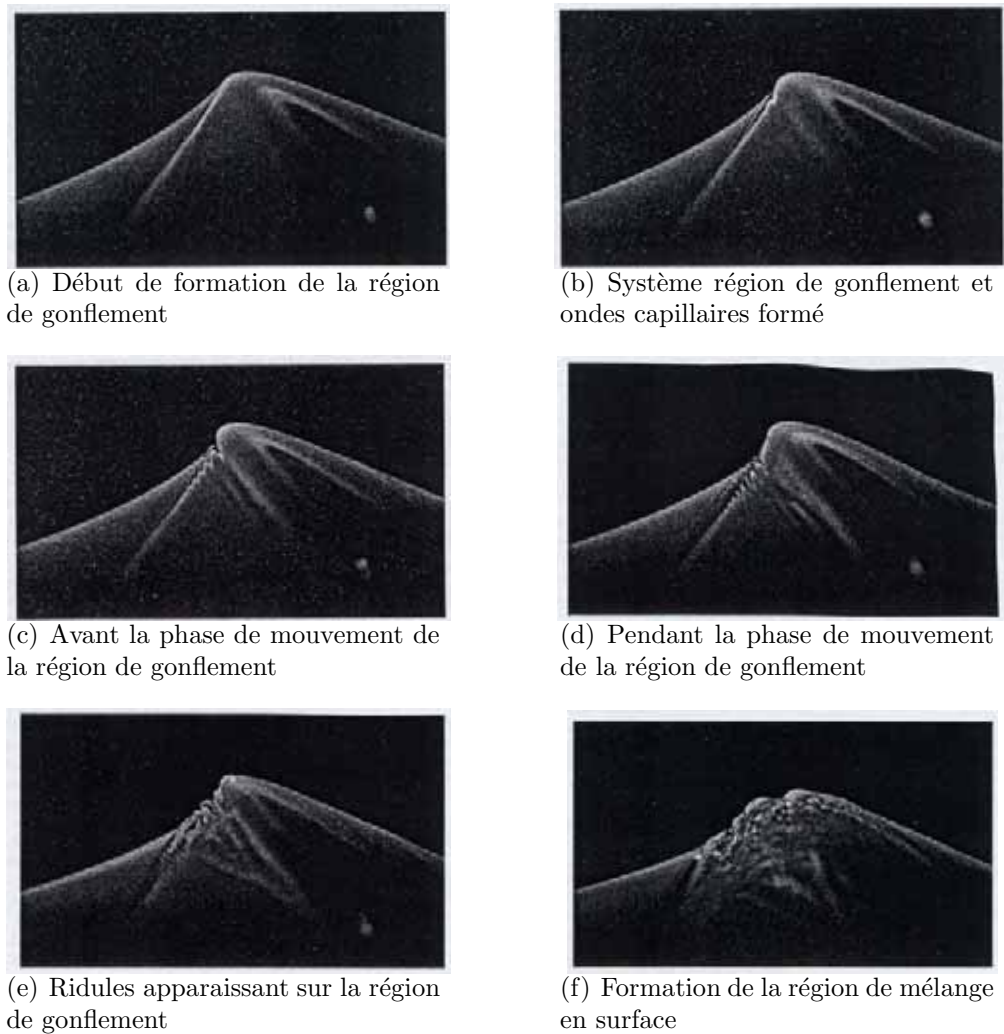


FIG. 2.10 – Ombroscopie de crêtes déferlantes (Duncan *et al.* (1999))

Ce maximum est situé au milieu de la région de gonflement et à proximité de la surface libre. De la vorticité apparaît alors au bout de la région de gonflement. Le processus de déferlement continue et la région de vorticité s  tend jusqu   la crête. Lin and Rockwell (1995) montrent le même type de comportement.

Duncan (2001) indique que la présence de vorticité après la région de gonflement (Qiao and Duncan (2001)) est certainement le résultat d  une séparation de l  coulement. En aval du bout de la région de gonflement, les particules fluides proches de la surface libre ne peuvent remonter vers le bout du gonflement, car elles y sont contraintes par de forts effets capillaires liés à la courbure locale. Elles se mettent donc en rotation. Ce résultat est en accord avec l  tude de Fedorov and Melville (1998) qui trouvent une accélération centripète de 140 g au bout de la région de mélange. Selon Duncan (2001), les ondes capillaires sont donc une manifestation de tourbillons sous la surface libre, générés dans la couche limite de cisaillement dans l  au. Longuet-Higgins (1994) montre théoriquement que la couche de cisaillement est générée par les ondes capillaires, en opposition à l  id  e de Duncan (2001).

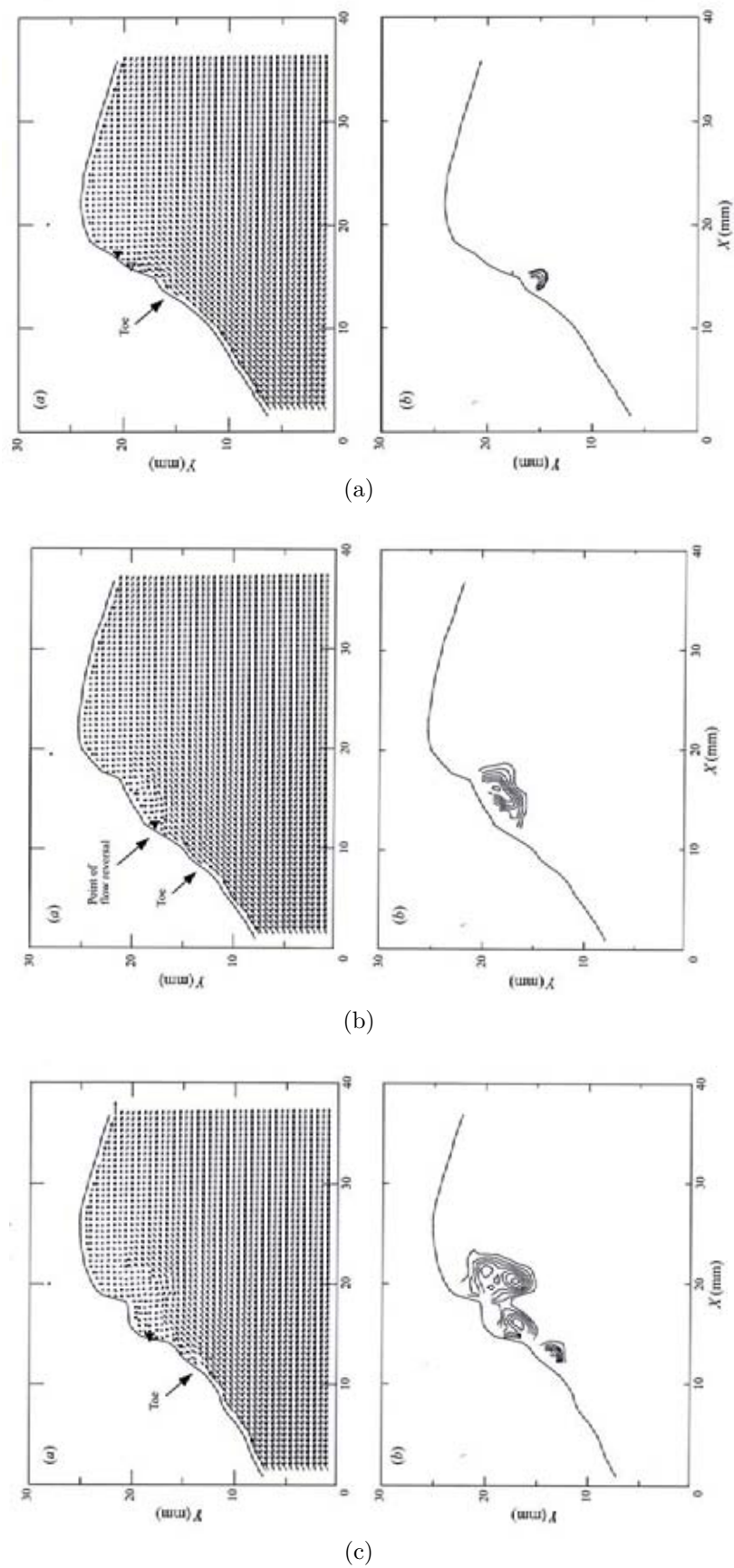


FIG. 2.11 – Champs de vecteur vitesse dans le repère en mouvement avec la crête (Qiao and Duncan (2001)). Δ : vitesse horizontale maximale; \blacktriangle : vitesse horizontale minimale.

2.5.2 La région de mélange du déferlement glissant

Il est nécessaire de mieux comprendre la dynamique de la région de mélange pour pouvoir réaliser des modèles de dissipation par le déferlement glissant. L'organisation des champs de vitesse et de la vorticité dans la région de mélange permet de déterminer si la région de mélange peut être considérée comme une région indépendante de l'écoulement de l'onde et comment cette région agit sur le reste de l'écoulement. Nous présentons ensuite quelques modèles de déferlement glissant.

2.5.2.1 Dynamique de la région de mélange

Un certain nombre d'études s'intéressent à la phase établie du déferlement glissant. Cette région est qualifiée d'établie dans le sens où une région de mélange de grande échelle est apparue après désintégration de la zone de gonflement et des ondes capillaires, ou après l'impact du petit jet issu de la crête.

Lin and Rockwell (1994), (1995) présentent des mesures de champs instantanés dans la région de mélange établie d'un déferlement glissant (Fig. 2.12). L'observation des vitesses instantanées indique que la région de mélange est séparée du reste de l'écoulement. Cette séparation débute au bout de la région de mélange à l'avant de la cr te et elle est caractérisée par un ensemble de petits tourbillons cohérents. Les auteurs indiquent que le champ de vitesse intégré temporellement montre un mouvement de recirculation dans la zone supérieure.

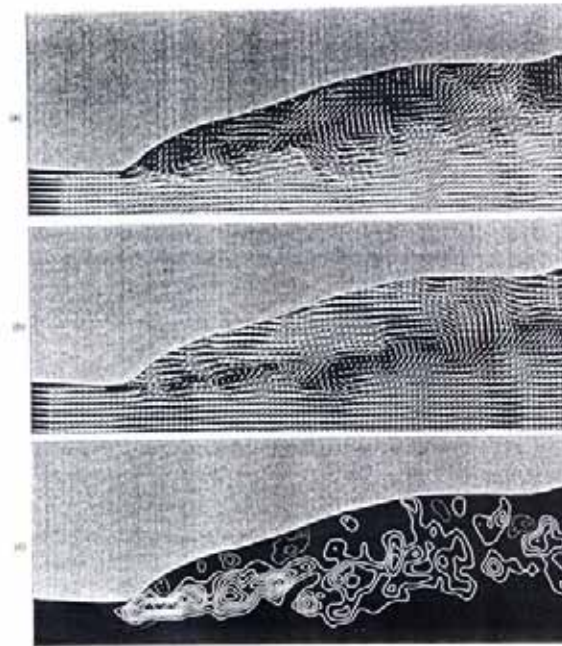


FIG. 2.12 – Champs instantanés d'un écoulement stationnaire pleinement développé d'un déferlement glissant (Lin and Rockwell (1994)). (a) champ de vitesse dans le repère fixe, (b) champ de vitesse dans le repère de l'onde et (c) iso-contours de vorticité. Vorticité minimum : 40 s^{-1} , incrément de vorticité 40 s^{-1} .

Dabiri and Gharib (1997) réalisent des mesures de champs instantanés pour examiner les sources de vorticité au bout de la région de mélange. Ils montrent que le mécanisme

contribuant au flux de vorticité au bout de la région de mélange est associé à la décélération dans le fluide à l'avant de cette région (fig. 2.13), il s'agit donc d'un mécanisme visqueux.

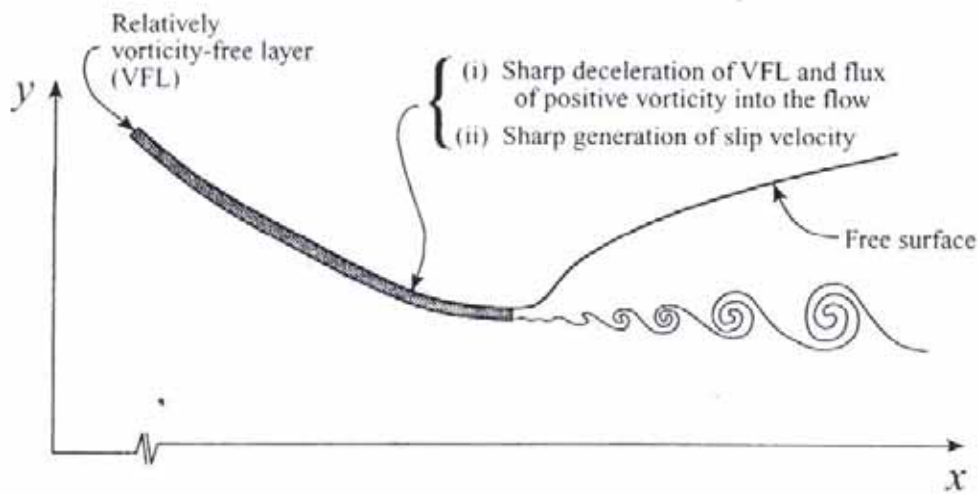


FIG. 2.13 – Diagramme représentant le processus de flux de vorticité dans l'écoulement formé par un déferlement glissant (Dabiri and Gharib (1997)).

Svendsen *et al.* (2000) montrent des profils verticaux de tensions de Reynolds à différentes abscisses dans un ressaut hydraulique. Un maximum dans les tensions de Reynolds est observé à proximité de la séparation entre l'écoulement et le ressaut. Les auteurs définissent alors la séparation de l'écoulement comme l'ordonnée à laquelle le débit moyen d'eau à travers une section verticale est identique au débit d'eau dans le canal. Dans ses expériences de déferlement glissant, Duncan (1981) (1983) détermine une ligne de séparation entre l'écoulement de l'onde et la région de mélange, comme s'il s'agissait d'une ligne de courant. Svendsen *et al.* (2000) montrent que la ligne de séparation dans le modèle de Duncan (1981) correspond à celle qu'il a défini à partir d'un ressaut hydraulique. Cela indique que le déferlement glissant peut être modélisé par un ressaut hydraulique. Dabiri and Gharib (1997) montrent aussi que la région de mélange peut être modélisée par un ressaut hydraulique.

Battjes and Sakai (1981) mesurent expérimentalement la vitesse moyenne, les intensités turbulentes et l'épaisseur du sillage à l'arrière de l'onde déferlante. Ils montrent que l'écoulement généré présente les propriétés d'un sillage turbulent.

Peu d'études numériques ont été menées pour la caractérisation de la région de mélange dans un déferlement glissant et les quelques travaux présentés ont généralement pour objectif la validation de la méthode numérique utilisée. On notera les travaux de Christensen and Deigaard (2001) qui montrent numériquement que la turbulence est générée par une série de petits tourbillons dans la couche limite de cisaillement sous la région de mélange (Fig. 2.14).

2.5.2.2 Modèles de déferlement glissant

Nous présentons à présent les modèles mis en oeuvre pour représenter la dynamique d'un déferlement glissant. Les modèles destinés à l'étude de la dissipation d'énergie par le déferlement seront détaillés dans la section 2.7 de ce chapitre consacrée aux études de la dissipation d'énergie par le déferlement.

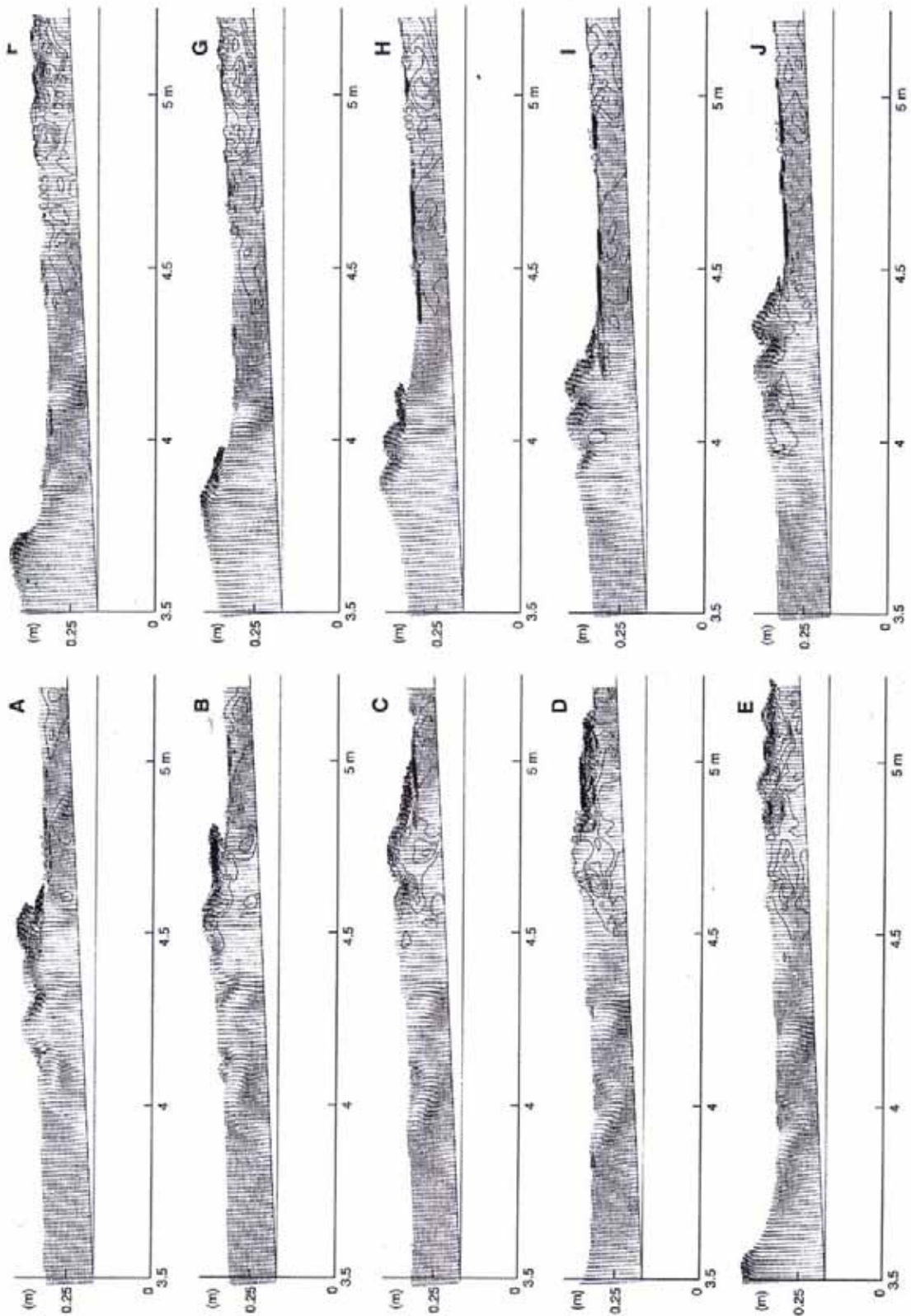


FIG. 2.14 – Champs de vitesse et iso-contours d'énergie cinétique turbulente dans un déferlement glissant : $5 \cdot 10^{-3}$, $1,5 \cdot 10^{-3}$ et $2,5 \cdot 10^{-3} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ (Christensen and Deigaard (2001)).

Longuet-Higgins and Turner (1974) proposent un modèle dans lequel la région de mélange associée au déferlement glissant est idéalisée par un courant de surface. La région de mélange s'étend à l'avant de la crête avec à son extrémité une région de recirculation (Fig. 2.15). Le modèle prend en compte l'entraînement d'air à la limite supérieure de la région de mélange et l'injection d'eau à la limite inférieure en contact avec l'onde. Il prédit que le fluide de la région de mélange se déplace le long de la surface libre avec une accélération constante et que l'épaisseur de la région de mélange croît linéairement avec la distance à la crête. La densité de la région de mélange décroît quand la cambrure de la face avant de l'onde croît, donc pour des cambrures supérieures à 34,5 degrés, les ondes peuvent déferler sans entraînement d'air.

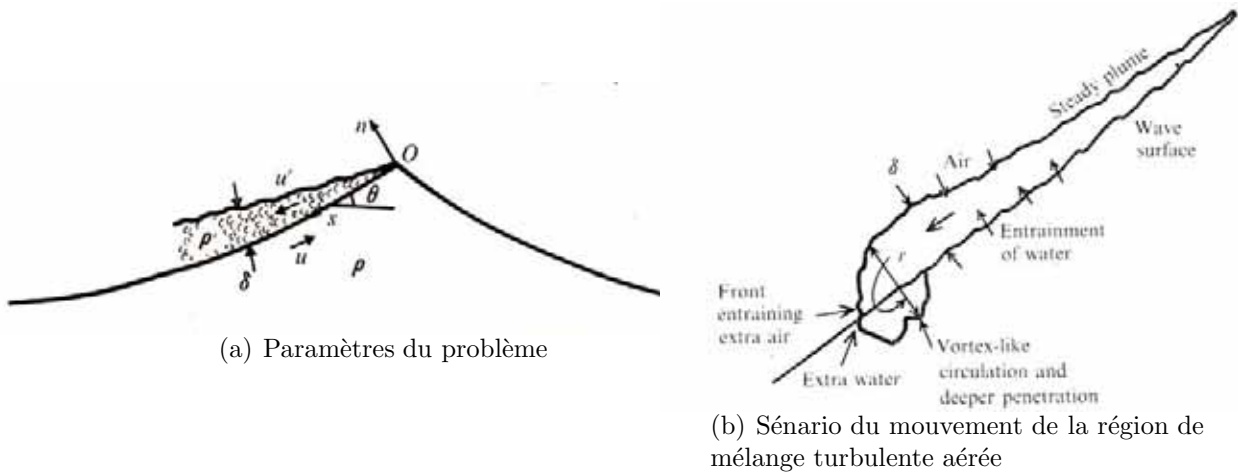


FIG. 2.15 – Scénario d'un déferlement glissant utilisé dans le modèle de Longuet-Higgins and Turner (1974).

Le modèle de Longuet-Higgins and Turner (1974) prédit une accélération constante dans le temps du bout de la région de mélange. Ce résultat est en désaccord avec les observations expérimentales de Duncan *et al.* (1994) qui montrent une brève accélération suivie d'une propagation à vitesse constante.

En utilisant les observations de diminution de la quantité de mouvement dans le sillage des ondes déferlantes (Duncan (1981)), Cointe and Tulin (1994) présentent une théorie pour les déferlements glissants stationnaires. Il s'agit d'un déferlement derrière un obstacle fixe. Ils montrent que la traînée associée au déferlement est fonction de la hauteur de la région de mélange au carré, elle-même fonction linéaire décroissante de l'amplitude du train d'ondes.

Les résultats de Cointe and Tulin (1994) sont exprimés en terme de traînée totale, c'est-à-dire de la somme de la traînée associée à la région de déferlement et à celle du train d'ondes à l'arrière. Ils retrouvent théoriquement les résultats de Duncan (1981). Ils montrent que pour de faibles traînées totales, le système ne peut exister sous forme déferlante. Lorsque la traînée augmente, trois états peuvent exister : un état non-déferlant, un état déferlant dans lequel le rouleau de déferlement est grand et l'amplitude du train d'ondes est petite, et un troisième état dans lequel le rouleau est petit et l'amplitude de train d'ondes grande. Cointe and Tulin (1994) soulignent que des expériences doivent être menées pour paramétrer le coefficient moyen de friction entre la région de mélange et le reste de l'écoulement.

La région de mélange d'un déferlement est généralement vue comme séparée du reste de l'écoulement, avec une limite souvent admise : une ligne de courant séparant l'écoulement de l'onde (Fig. 2.16).

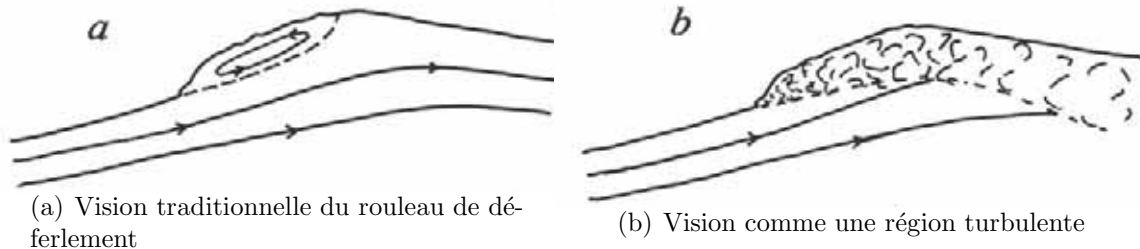


FIG. 2.16 – Déferlement glissant (dans Peregrine (1983)).

Peregrine and Svendsen (1978) montrent les deux façons de voir le déferlement glissant (Fig. 2.16). Ils suggèrent que les modèles de déferlement glissant pourraient être améliorés en considérant la totalité de la région turbulente plutôt que le modèle simple de rouleau (Fig. 2.16).

2.6 Le déferlement plongeant

Cette partie du document a pour vocation de décrire les avancées dans la compréhension des mécanismes mis en jeu dans le déferlement plongeant, par les études consacrées au détail de la dynamique de ces déferlements et les conditions hydrodynamiques locales qu'ils engendrent. Nous tenterons de respecter la chronologie en trois étapes décrite par Bonmarin (1989).

Bonmarin (1989) décrit avec précision des déferlements plongeants plus ou moins dissipatifs, observés dans des expériences en canal à houle et met en évidence des phases caractéristiques d'évolution. Schématiquement, le déferlement plongeant peut être décrit par trois étapes successives, reproduites schématiquement sur la figure 2.17. (i) La première correspond au développement initial. A l'instant de déferlement, la crête de l'onde s'est déformée et forme un front vertical. Un jet est éjecté du sommet de la crête et évolue en un mouvement caractéristique de renversement. (ii) La seconde étape commence à l'impact du jet à l'avant de l'onde. Lorsque le jet rencontre la surface libre à l'avant de la crête de l'onde, une quantité non-négligeable d'air est entraînée dans l'eau. Un jet secondaire se forme à l'endroit de l'impact. Ce jet secondaire croît en taille et effectue à son tour un mouvement de renversement. A ce stade deux types d'évolutions sont possibles, certainement dépendantes de la vitesse d'impact et de la taille des jets qui impactent. Soit des cycles de jets secondaires sont observés. Soit l'écoulement devient complexe avec de forts mouvements turbulents de mélange entre eau et air. (iii) Enfin, la troisième étape du déferlement décrit la dégénérescence de l'onde initiale.

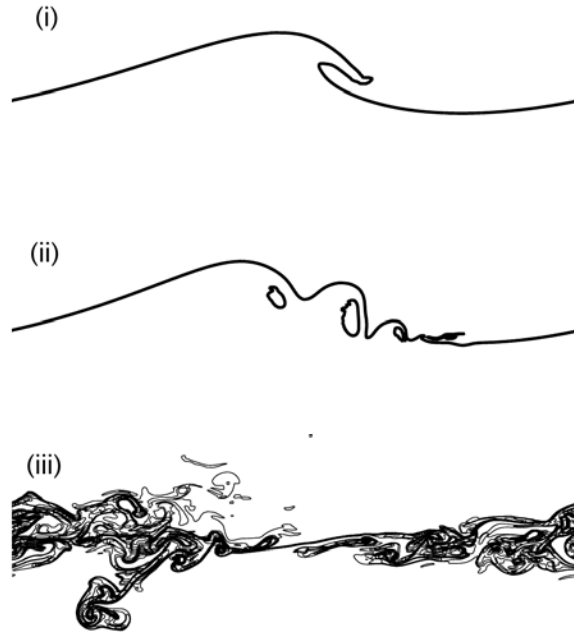


FIG. 2.17 – Scénarios de déformation de la surface libre caractéristiques d’un déferlement plongeant décrivant les trois étapes successives du déferlement plongeant.

2.6.1 Phase initiale

2.6.1.1 Dynamique

Les mouvements de renversement semblent vraiment similaires pour tous les déferlements plongeants, peu importe leur échelle (Peregrine (1983)). Peregrine (1983) suggère qu’il doit y avoir des similarités dans les solutions permettant la description locale du mouvement de renversement. En se basant sur cette observation, des modèles théoriques ont été développés pour décrire la boucle formée par le dessous du jet éjecté et la surface libre en dessous non-perturbée.

Longuet-Higgins (1982) présente une solution mathématique analytique caractérisée par une forme d’hyperbole rotative ayant des asymptotes formant un petit angle (Fig. 2.18). L’écoulement près de l’extrémité du jet a aussi été décrit. Longuet-Higgins (1980) (1983) propose aussi un modèle décrivant la formation du jet de liquide éjecté du haut de la crête de l’onde.

New (1983) montre que le tube formé par le jet est bien représenté par une ellipse ayant un ratio de $\sqrt{3}$ entre les axes. Des comparaisons avec des profils expérimentaux obtenus avec des vidéos montrent un bon accord entre l’ellipse et la surface libre pendant l’ensemble du mouvement de renversement.

Greenhow (1983) améliore ces modèles en proposant une solution combinant le modèle d’ellipse de New (1983) et le modèle de formation du jet de Longuet-Higgins (1982). La solution permet de décrire la face avant de l’onde, la boucle formée par le jet et le dos de l’onde à proximité de la crête de façon très réaliste.

Ces modèles ont amélioré la description de la première phase du déferlement plongeant mais ne décrivent qu’une partie du profil de surface libre de l’onde, pas la région de déferlement dans son ensemble.

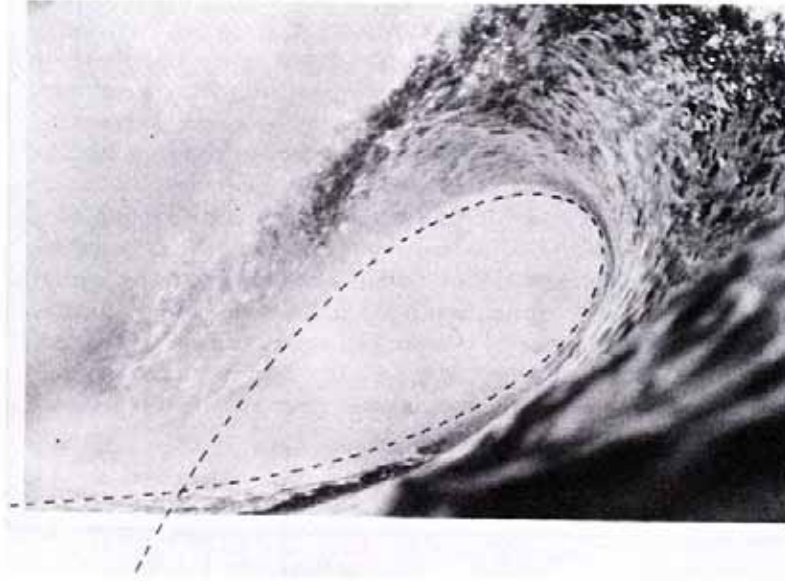


FIG. 2.18 – Solution P3 de Longuet-Higgins (1982) superposée sur une image de déferlement plongeant (Peregrine (1983)).

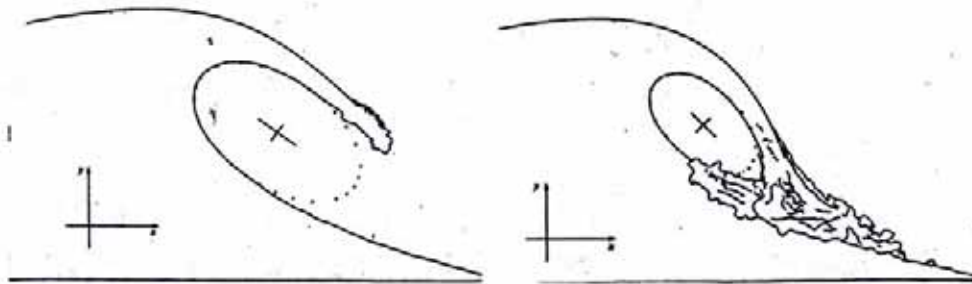


FIG. 2.19 – Tubes de déferlements interpolés par des ellipses de ratio $\sqrt{3}$ (New (1983)).

Peregrine *et al.* (1980) montrent trois régions caractéristiques pendant le mouvement de renversement (Fig. 2.20). On peut remarquer que ces régions existent pendant la phase de raidissement de l'onde avant que la face avant ne devienne verticale et pendant la phase de renversement.

Une région de forte vitesse (i) dépassant la célérité de l'onde est située dans le haut de la crête et dans le jet. Une estimation de la vitesse montre des valeurs supérieures à trois fois la célérité de l'onde. On note cependant que le calcul de cette vitesse se fait à partir des profils de surface libre et ne prend pas en compte l'accélération du jet pendant sa chute. Cette mesure s'avèrera largement surestimée.

La seconde région (ii) sur la face avant de l'onde, sous le haut de la crête est soumise à une forte accélération dépassant celle de la gravité. Même si l'existence de cette région reste inexpliquée, Peregrine *et al.* (1980) indiquent que des accélérations spectaculaires sont nécessaires pour accélérer les particules d'eau proches de la surface pour les éjecter de la crête. Les résultats numériques de Peregrine *et al.* (1980) indiquent que ces accélérations peuvent dépasser cinq fois l'accélération gravitationnelle pendant le renversement.

La troisième région (iii) est beaucoup plus vaste et recouvre, à partir de la crête, l'arrière de l'onde. Cette zone possède de très faibles valeurs d'accélération.

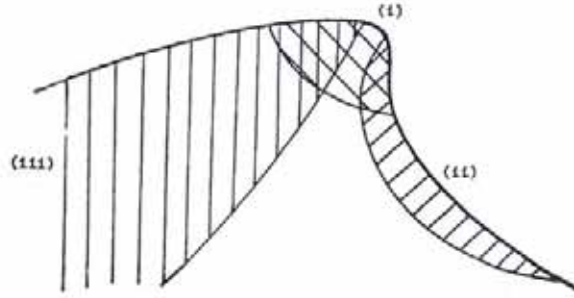


FIG. 2.20 – schéma des trois régions significatives pendant le raidissement d'une onde (Peregrine *et al.* (1980)).

De nombreuses autres études numériques ont confirmé l'existence de ces régions (Yasuda *et al.* (1997), Chen *et al.* (1999), Guignard *et al.* (2001), ...)

Certaines études expérimentales donnent accès aux vitesses et accélérations dans le jet. Pour des cambrures dans une gamme de 0,4 à 0,46, Grue and Jensen (2006) trouvent des vitesses horizontales maximales dans le jet toujours inférieures à c la célérité des ondes mais du même ordre de grandeur. Ces maxima de vitesse sont localisés dans une petite région à la base du jet. Pour des cambrures légèrement plus faibles $\epsilon \in [0,28; 0,3]$, Baldock *et al.* (1996) mesurent des vitesses maximales valant 40% de c et pour la même gamme de paramètres, Skyner (1996) montre des vitesses maximales de $1,14 c$. Grue and Jensen (2006) associent la dispersion dans ces mesures à une influence du fond qui varie selon les expériences, même considérées en milieu profond.

Chanson and Jaw-Fang (1997) s'intéressent aux caractéristiques de jets plongeants pour le déferlement sur une plage dans une gamme de cambrures initiales faibles $\epsilon_0 = 0,05$ à $0,1$ estimées loin de la plage (Fig. 2.21). La vitesse d'éjection moyenne sur l'ensemble des expériences est de 4% supérieure à la célérité des ondes. Ils montrent que pour l'ensemble des expériences réalisées, l'angle de pénétration du jet θ varie linéairement avec la cambrure initiale des ondes et varie entre 20 à 45 degrés, avec une valeur moyenne de 31 degrés. Ce résultat est en accord avec les expériences menées par Melville and Rapp (1985). Chanson and Jaw-Fang (1997) montrent aussi que la vitesse à l'impact, u_i , peut être estimée à partir de l'équation de la trajectoire d'un jet en chute libre. La vitesse à la position d'impact est donc fonction de la vitesse d'éjection u_b , de l'amplitude totale à l'éjection A_b et à l'impact A_i :

$$u_i = \sqrt{u_b^2 + 2g(A_b - A_i)} \quad (2.7)$$

et l'angle d'impact formé avec la verticale :

$$\tan(\alpha + \beta) = \sqrt{\frac{2g(A_b - A_i)}{u_b}} \quad (2.8)$$

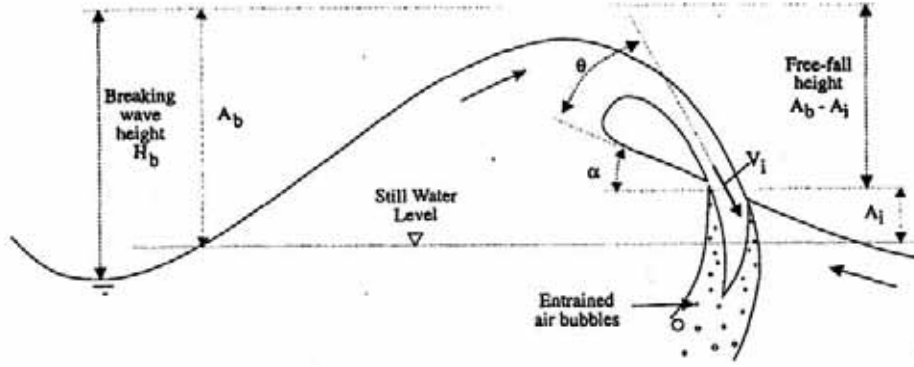


FIG. 2.21 – Paramètres d'un déferlement plongeant (Chanson and Jaw-Fang (1997)).

Grue and Jensen (2006) observent, pendant le renversement du jet, une accélération horizontale de $1,1g$ sous la base et une accélération verticale maximale sur la face avant de l'onde sous le jet de $1,5g$. Ils comparent ces valeurs à celles obtenues pour les cas non-déferlants dans lesquels les accélérations horizontales sont de $0,7g$. Chen *et al.* (1999) trouvent pour une cambrure plus grande de $0,55$, une accélération maximale pendant le renversement de $3,25g$, associée à la pression exercée par l'air sur le bout du jet. En effet, dans la simulation, la phase gazeuse est plus visqueuse et plus dense que l'air. Les deux maxima d'accélération du jet pendant la phase de renversement indiqués par Grue and Jensen (2006) et Chen *et al.* (1999), sont en contradiction avec l'estimation de Peregrine *et al.* (1980), qui proposaient des valeurs supérieures à $5g$.

2.6.1.2 Vorticité

A l'aide de simulations VOF (code SURFER), Chen *et al.* (1999) montrent des contours de vorticité adimensionnelle dans la région du jet avant son impact (Fig. 2.22) ($\epsilon = ak = 0,55$; $B = \rho g \lambda^2 / \sigma = 10^4$; $Re(\lambda, c) = \lambda c / \nu = 4 \cdot 10^3$). La vorticité générée à l'interface est diffusée dans l'écoulement dans une couche limite de surface d'épaisseur variant en $\sqrt{\nu t}$ où ν est la viscosité cinématique du liquide. Les auteurs indiquent que la courbure locale de l'interface est responsable de la génération d'une vorticité supplémentaire. La vorticité positive se situe à la surface libre supérieure du jet et au bout du jet (maximum $\omega_y = 49,8\sqrt{\lambda/g}$) et la vorticité négative sous le jet (minimum $\omega_y = -17,3\sqrt{\lambda/g}$), le reste de l'écoulement pouvant être considéré comme irrotationnel ($w_y \sim 2\sqrt{\lambda/g}$).

Lee and Heo (2005) montrent le même type de distribution de vorticité pour un déferlement sur une plage ($\epsilon_0 = 0,1$ équivalente en milieu profond; $Re(\lambda, c) = 4 \cdot 10^5$). Les maxima de vorticité en dehors de la couche limite de paroi, sont dans le jet et ont des valeurs adimensionnelles proches de 6 et -11 . L'écart peut venir du fait que Lee and Heo (2005) utilisent des rapports de densité et de viscosité qui sont ceux existant entre eau et air, contrairement à Chen *et al.* (1999) ($\bar{\rho} = \rho_L / \rho_G = 100$; $\bar{\mu} = \mu_L / \mu_G = 2,5$); du fait que la tension de surface ne soit pas prise en compte dans l'étude de Lee and Heo (2005), ceci modifie à la fois la vitesse tangentielle et la courbure de l'interface dont dépend la vorticité sur une interface libre.

Song and Sirviente (2004) étudient l'effet du rapport de viscosité $\bar{\mu} \in [3, 1, 43]$ entre le liquide et le gaz sur la distribution de vorticité dans le jet avant impact ($Re(\lambda, c) = 2,2 \cdot 10^3$; $\epsilon = 0,56$, $B = 8,8 \cdot 10^3$). Ils remarquent que lorsque le rapport de viscosité entre

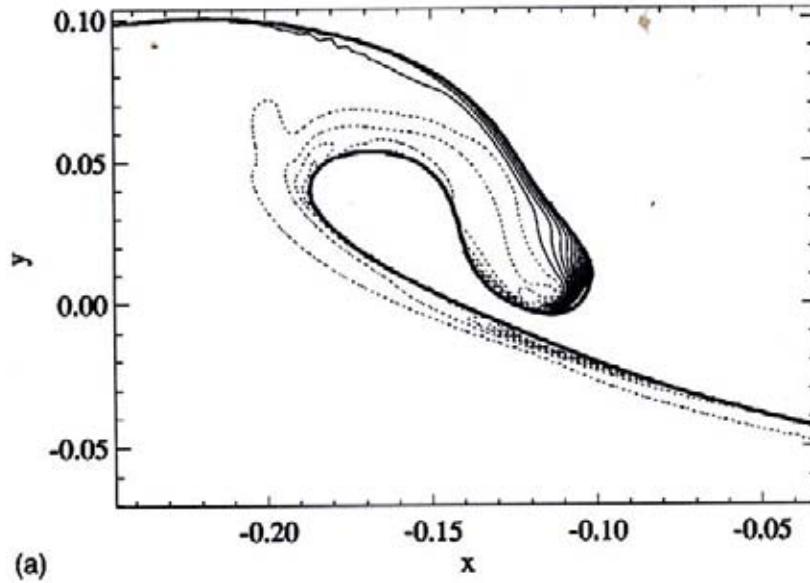


FIG. 2.22 – Iso-contours de vorticité adimensionnelle ω_y avant l’impact du jet (Chen *et al.* (1999)). — : vorticité positive; - - : vorticité négative ($\omega_y \in [-17, 3; 49, 8]$; $\Delta\omega_y = 3, 7$). Adimensionnalisation par : $\sqrt{\lambda/g}$.

fluides augmente, une moindre quantité de gaz est entraînée. Ils indiquent que lorsque le rapport de viscosité augmente, les effets de la tension de surface sont plus importants. Cependant, les auteurs ne montrent pas comment varient les niveaux de vorticité en fonction de ce rapport. De plus, la gamme de rapport de viscosité étudié est petite et reste largement inférieure au rapport entre eau et air $\bar{\mu} = 55$.

2.6.2 Phase intermédiaire

2.6.2.1 Mécanisme des cycles de jets secondaires

Bonmarin (1989) montre que les jets secondaires sont générés aux positions d’impact des jets et que le jet secondaire peut atteindre et même dépasser l’amplitude de l’onde originelle.

Une question importante concerne les mécanismes par lesquels sont générés les jets secondaires. Peregrine (1983) présente trois scénarios possibles pour la génération d’un jet secondaire (Fig. 2.23) :

- le mode (a) : le jet rebondit sur la surface libre ;
- le mode (b) : le jet pénètre la surface libre, pousse localement l’eau qui est alors éjectée ;
- le mode (c) : le jet pénètre en partie, poussant l’eau et participe aussi à la formation du jet secondaire.

Peregrine (1983) conjecture que le scénario le plus probable est le mode (c).

Abadie *et al.* (1998) montrent le suivi temporel d’un volume d’eau marqué (Fig. 2.24) pendant la phase de génération des jets secondaires. Ils observent que le processus ressemble au mode (b) proposé par Peregrine (1983), avec un jet secondaire formé essentiellement d’eau initialement sous le point d’impact du jet. Ce résultat indique qu’en pénétrant le jet transfère une part importante de sa quantité de mouvement. La vitesse à

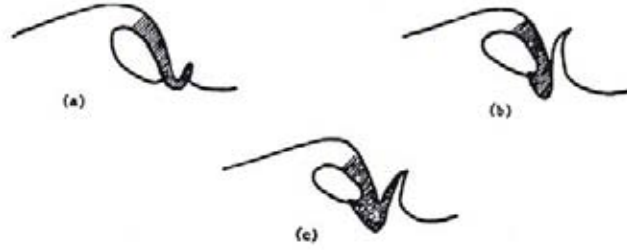


FIG. 2.23 – Scénario possibles pour la génération de jet secondaire (Peregrine (1983)).

l'impact est supérieure à 2 fois la célérité de l'onde. Lubin (2004) utilise des paramètres identiques à ceux d'Abadie *et al.* (1998), à l'exception de la valeur du nombre de Reynolds, qui est de $Re(\lambda, c) = 3,2 \cdot 10^4$ pour Lubin (2004) et légèrement inférieure mais du même ordre de grandeur de 10^4 pour Abadie *et al.* (1998). Lubin (2004) montre que le mode (c) serait le mécanisme de formation du jet secondaire en accord avec Peregrine (1983). Dalrymple and Rogers (2006) confirment ce mode de génération du jet secondaire en utilisant une méthode numérique différente.

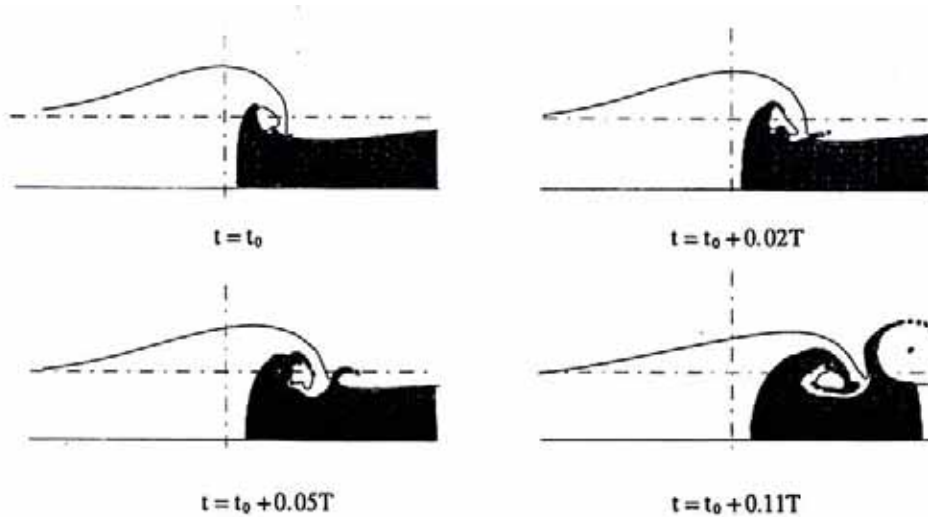


FIG. 2.24 – Suivi d'un volume de fluide marqué (noir) durant l'impact (Abadie *et al.* (1998)).

2.6.2.2 Grandes échelles tourbillonnaires

Battjes (1988) répertorie les travaux menés pour mettre en évidence la génération et l'importance des tourbillons pendant le processus de déferlement bathymétrique.

A l'impact du jet secondaire (Fig. 2.25), Bonmarin (1989) montre qu'un premier tourbillon apparaît dans la région de l'air entraîné par le jet. L'écoulement dans le jet secondaire est plus complexe et semble se scinder en deux tourbillons. Une partie de l'écoulement dans le jet secondaire chute vers l'avant et génère un jet tertiaire alors que l'autre partie chute vers l'arrière. Des tourbillons contra-rotatifs apparaissent, sources de cisaillements importants. Dans un premier temps, le jet secondaire ne semble pas interagir

avec l'onde initiale. Cependant, Bonmarin (1989) montre que l'occurrence du jet secondaire coïncide avec la décroissance de la célérité de la crête originelle.

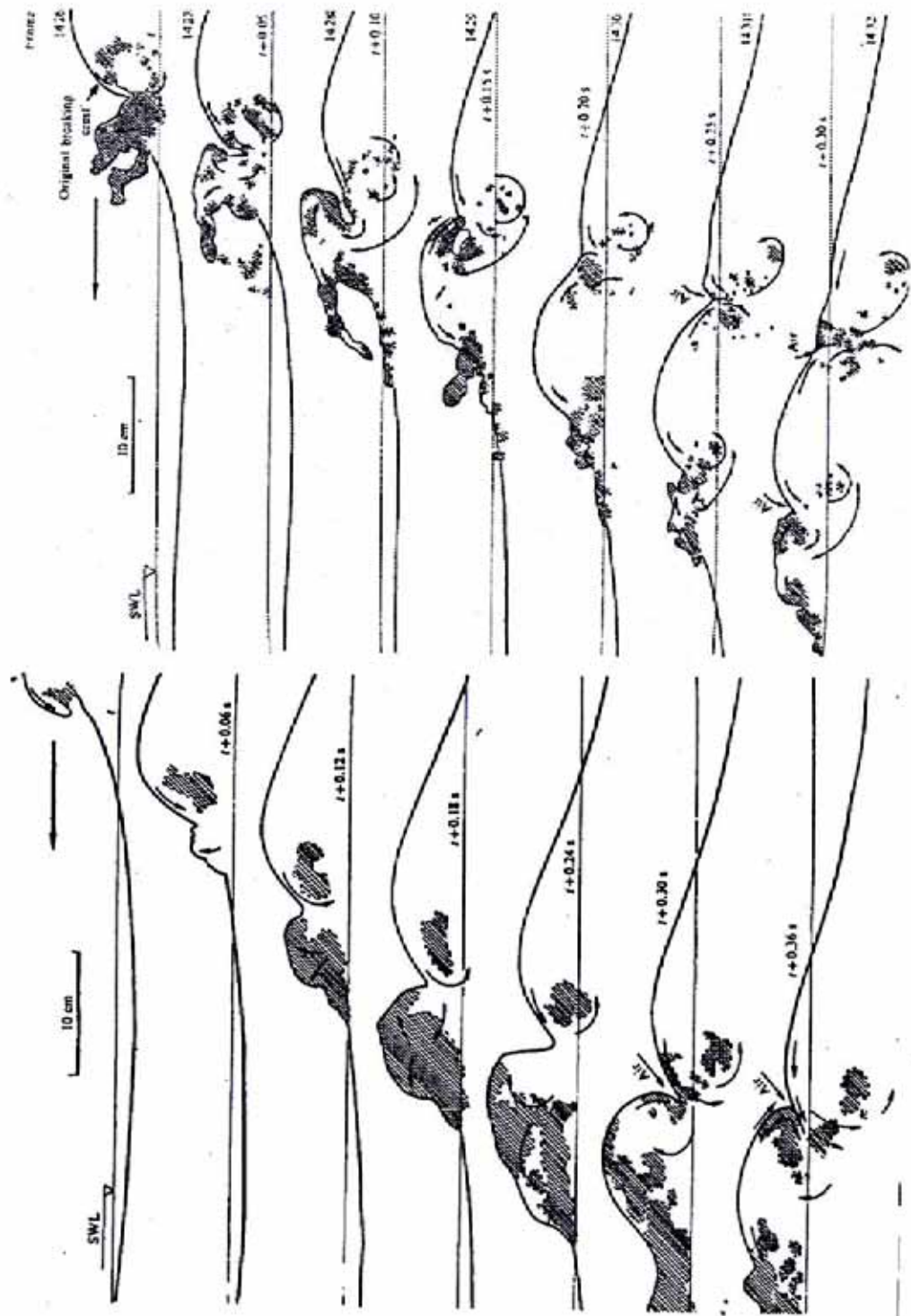


FIG. 2.25 – Profils de surface libre caractéristiques d'un déferlement plongeant (Bonmarin (1989)).

Un grand nombre d'études numériques ont été menées pour caractériser l'organisation des tourbillons cohérents de grande échelle générés pendant les cycles de jets secondaires.

Sakai *et al.* (1986) montrent l'existence de tourbillons co-rotatifs autour de l'air entraîné (Fig. 2.26). La dynamique observée est moins complexe que dans les expériences de Bonmarin (1989), d'où une terminologie différente pour décrire les tourbillons.

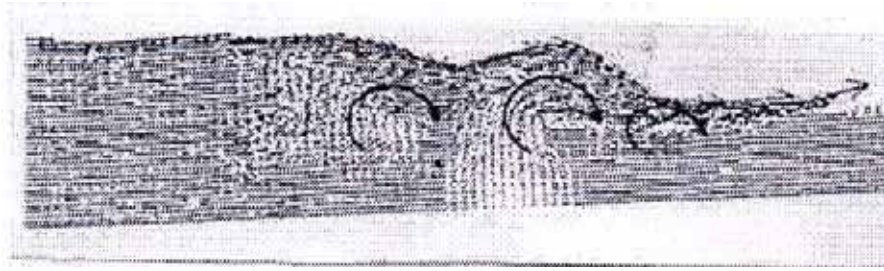


FIG. 2.26 – Tourbillons co-rotatifs dans une simulation 2D (Sakai *et al.* (1986)).

Lubin *et al.* (2006) montrent deux types de développement des tourbillons : co-rotatifs et contra-rotatifs (Fig. 2.27). Ils observent que les tourbillons s'organisent autour de l'air entraîné. Ils montrent que les tourbillons contra-rotatifs apparaissent quand l'amplitude

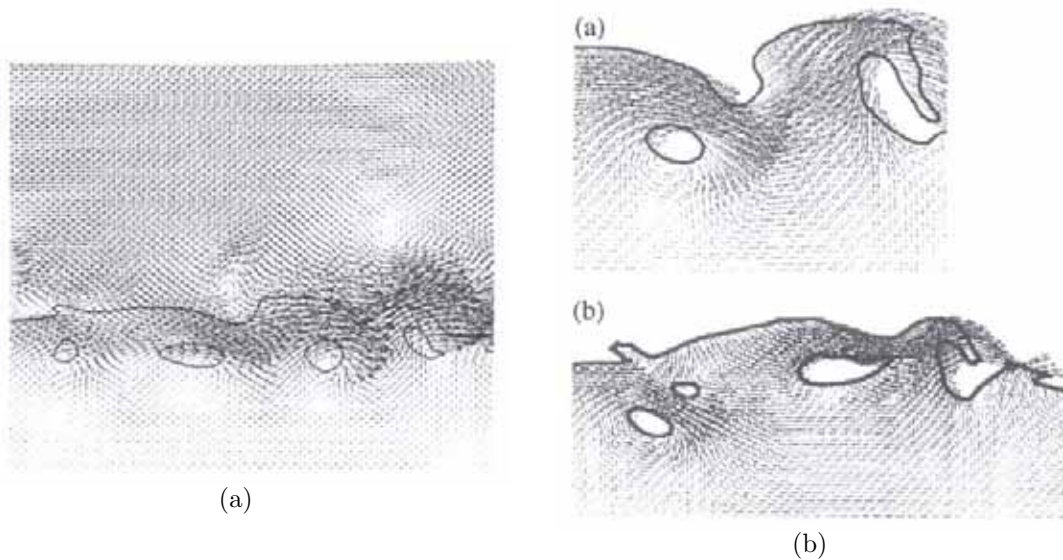


FIG. 2.27 – Simulation numérique 2D de déferlement montrant le développement de tourbillons (a) co-rotatifs et (b) contra-rotatifs (Lubin *et al.* (2006)).

des jets secondaires devient plus grande que celle de la crête originelle. Dans ce type d'évolution, une partie du jet se renverse vers l'arrière, comme observé par Bonmarin (1989) et génère un tourbillon en entraînant de l'air. Ce mode d'entraînement de l'air a été initialement remarqué par Bonmarin (1989) (Fig. 2.28).

2.6.2.3 Champs de vortacité

Takikawa *et al.* (1997) montrent la distribution de vortacité pendant la génération des jets secondaires obtenue numériquement en résolvant les équations de Navier-Stokes (Fig. 2.29). Ils trouvent que le maximum de vortacité générée est de 50 s^{-1} et se situe dans la région de cisaillement entre les deux tourbillons co-rotatifs formés autour de l'air entraîné.

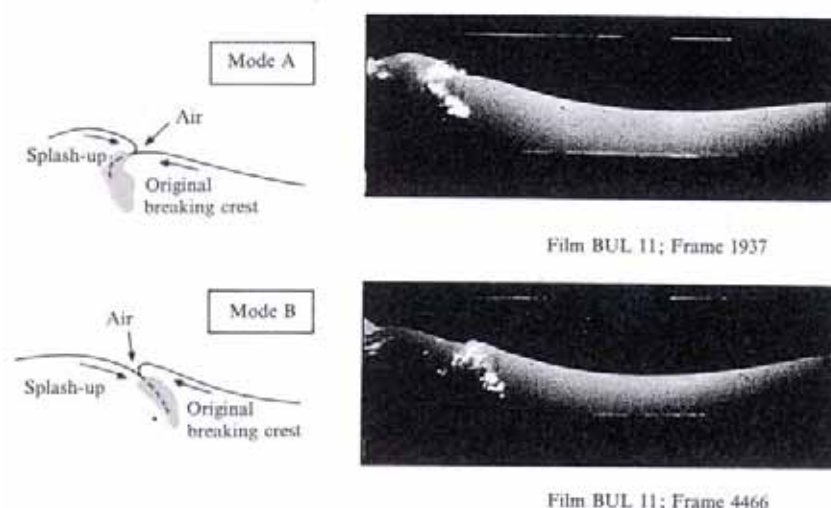


FIG. 2.28 – Modes possibles d'entraînement de l'air dans un déferlement plongeant (Bonmarin (1989)).

Cependant pour ces simulations aucune référence de célérité, d'amplitude et de longueur des ondes n'est donnée et aucune comparaison quantitative ne peut être faite avec cette étude.

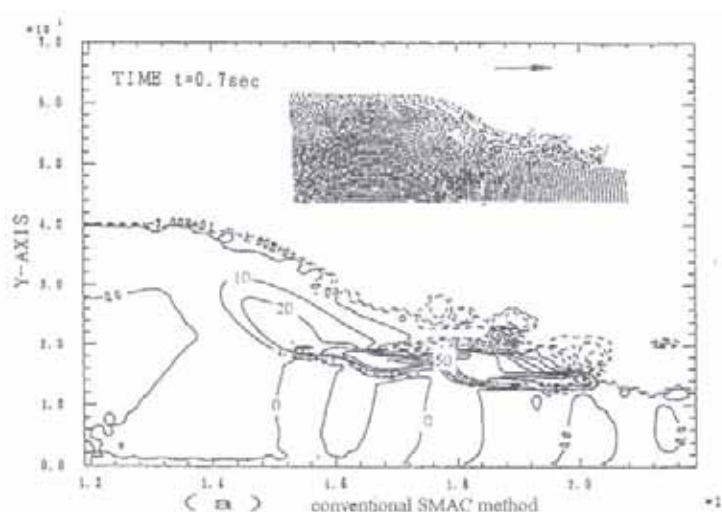


FIG. 2.29 – Iso-contours de vorticité pendant la génération des jets secondaires (Takikawa *et al.* (1997)).

Chen *et al.* (1999) montrent aussi la distribution de vorticité adimensionnelle obtenue pendant la phase de génération des jets secondaires (Fig. 2.30). La vorticité s'organise autour des poches d'air entraînées et est associée aux tourbillons générés après impact du jet et des jets secondaires. Les maxima et les minima de vorticité sont de 2 et 5 fois supérieurs à ceux observés avant l'impact du jet (Fig. 2.22).

2.6.2.4 Dynamique tourbillonnaire tridimensionnelle

Zang and Sunamura (1990) examinent les caractéristiques et les conditions d'appari-tion des tourbillons dans le déferlement. Ils différentient deux classes de tourbillons : les

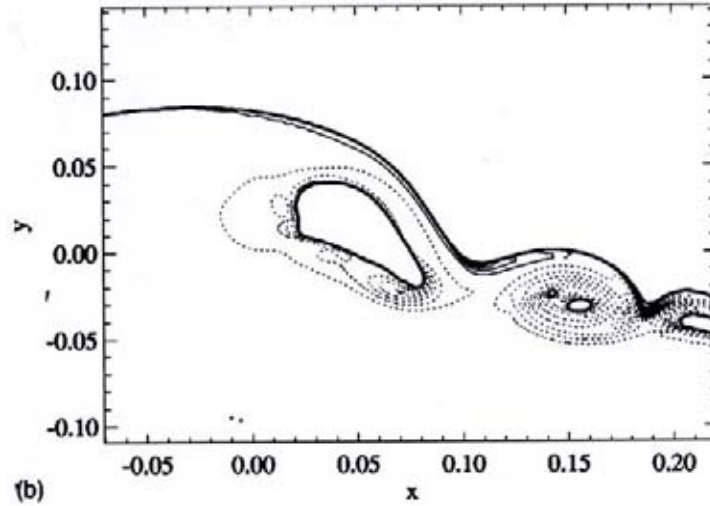


FIG. 2.30 – Iso-contours de vorticité adimensionnelle ω_y pendant la génération des jets secondaires (Chen *et al.* (1999)). – : vorticité positive, -- : vorticité négative ($\omega_y \in [-85, 2; 88, 1]$; $\Delta\omega_y = 3, 7$). Adimensionnalisation par $\sqrt{g/\lambda}$.

obliques et les horizontaux. Quatre sous-classes de tourbillons horizontaux sont indentifi es, en fonction de leur évolution :

- type A : formation d’un tourbillon horizontal qui se transforme en tourbillon oblique ;
- type B : formation de tourbillons horizontaux qui se développent en séquences ;
- type C : formation de tourbillons horizontaux qui disparaissent sur un temps court ;
- type D : formation d’un tourbillon horizontal qui se développe rapidement en plusieurs tourbillons non-systématiques.

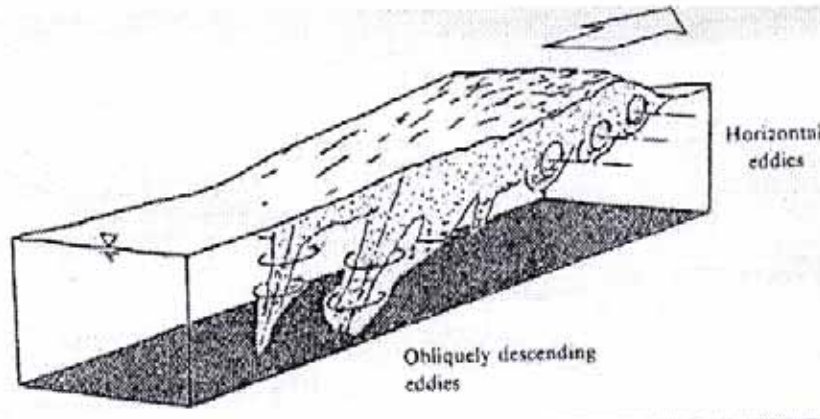


FIG. 2.31 – Grandes structures tourbillonnaires observées pendant et après le déferlement (Nadaoka *et al.* (1989)).

Nadaoka *et al.* (1989) montrent une figure résumant la dynamique à grande échelle en zone de déferlement (Fig. 2.31). Ils montrent que des tourbillons obliques descendants se forment à l’arrière de l’onde déferlante et sont identiques à ceux décrits par Sakai *et al.* (1986). Ces structures jouent un rôle important dans la génération de tension de Reynolds, affectant la déformation de l’écoulement moyen. Lin and Hwung (1992) montrent que les

interactions entre les jets, les tourbillons et l'air entraîné soumis à la poussée d'archimède contrôlent le devenir des tourbillons.

Plus récemment, des simulations tridimensionnelles ont été réalisées. Watanabe and Saeki (1999) montrent que de larges vitesses latérales se développent à partir de l'impact du jet et pendant les cycles de jets secondaires. Ils montrent que la vorticité se développe principalement autour des tubes d'air entraînés, formant les grandes structures tourbillonnaires. Christensen and Deigaard (2001) ont étudié le déferlement sur une plage inclinée

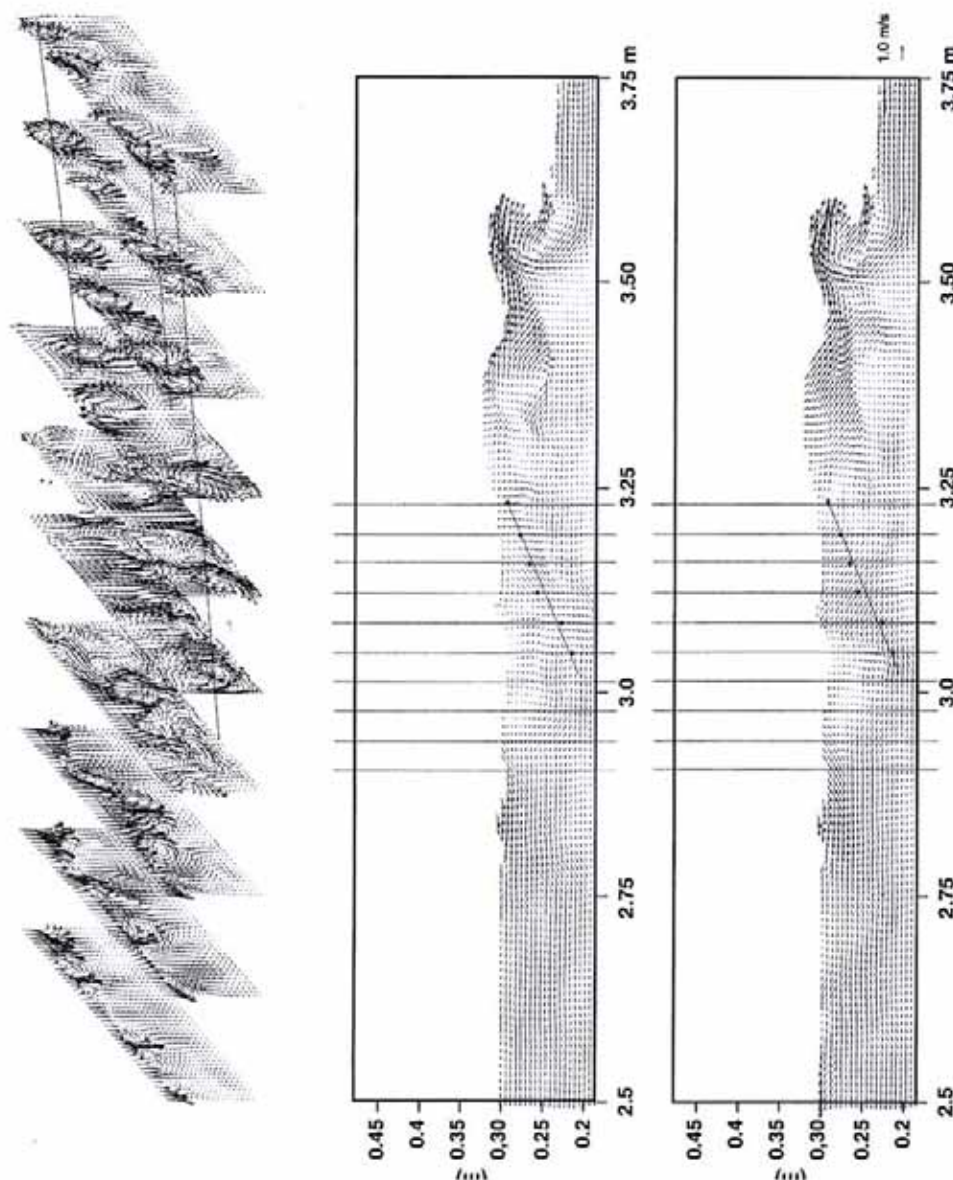


FIG. 2.32 – Champs de vitesses montrant un tourbillon obliquement descendant (Christensen and Deigaard (2001)).

et retrouvent les structures tourbillonnaires de grande échelle générées par les cycles de jets secondaires. La tridimensionnalité des simulations permet aussi de mettre en évidence la présence de tourbillons descendant obliquement à l'arrière de l'onde, pendant le processus de génération des jets secondaires (Fig. 2.32). Ce résultat est en accord avec les observations expérimentales de Zang and Sunamura (1990).

2.6.3 Phase finale

La phase finale du déferlement est peu décrite dans la littérature. On notera les travaux de Kamran Siddiqui *et al.* (2001) et Melville *et al.* (2002) qui montrent qu'une fois que la phase active du déferlement est terminée, un tourbillon cohérent reste présent dans l'écoulement et se propage lentement dans le sens de propagation de l'onde, à une vitesse inférieure à la célérité de l'onde initiale.

Christensen and Deigaard (2001) montrent qu'après le déferlement, un écoulement complètement turbulent et tridimensionnel se développe. L'énergie cinétique turbulente est analysée et son ordre de grandeur est identique à celui trouvé expérimentalement.

Melville *et al.* (2002) montrent expérimentalement que la vorticité, l'énergie cinétique et les tensions de Reynolds décroissent en t^{-1} , résultat en accord avec les résultats numériques de Chen *et al.* (1999).

L'utilisation de modèles de sous-maille dans les études numériques pour décrire les échelles de la turbulence s'est aussi beaucoup développée ces dernières années. Cependant, les niveaux de turbulence sont généralement surestimés, principalement dans les régions de mélange avec la phase gazeuse comme le montrent les travaux de Lin and Liu (1998) qui les surestiment de 25 à 50% par rapport à Ting and Kirby (1994).

Lubin *et al.* (2006) réalisent aussi des simulations tridimensionnelles d'ondes déferlantes sur des plages. Ils trouvent aussi que de hauts niveaux de turbulence sont générés à proximité de la surface libre subissant de fortes déformations et autour de l'air entraîné.

Par ailleurs, aucun modèle diphasique de sous-maille n'a été développé et utilisé pour décrire l'étape finale du processus de mélange. En effet, un tel modèle est indispensable pour décrire l'interaction de petites échelles entre la phase dispersée et la turbulence.

2.7 Dissipation d'énergie

Peu d'études sont consacrées à la dissipation d'énergie qui joue cependant un rôle capital dans le déferlement. Dans cette partie, nous exposons les résultats concernant la dissipation lors du déferlement ainsi que les mécanismes dissipatifs mis en évidence dans la littérature.

2.7.1 Energie perdue par le déferlement

Melville and Rapp (1985), Rapp and Melville (1990), Loewen and Melville (1991a) réalisent des expériences de déferlement en canal par focalisation de l'énergie des ondes. La surface libre est mesurée en deux positions du canal, éloignées de la région de déferlement. La première mesure est réalisée avant la région de déferlement (début du canal) et la seconde à une abscisse après la région de déferlement (fin du canal). Ils introduisent la dissipation dite "fractionnelle". En remarquant que la variance de la position moyenne de la surface libre $\overline{\eta^2}$:

$$\overline{\eta^2(x)} = \frac{1}{T} \int_0^T \eta^2(x, t) dt \quad (2.9)$$

est proportionnelle à la densité d'énergie locale à une abscisse donnée E :

$$E(x) = \rho g \overline{\eta^2(x)} \quad (2.10)$$

La dissipation fractionnelle représente la perte d'énergie entre l'énergie mesurée à une abscisse au début du canal (indice 0) et l'énergie mesurée à une abscisse à la fin du canal (indice f), la région de déferlement se situant entre ces deux points de mesure :

$$D_{prt} = \frac{E_0 - E_f}{E_0} = \frac{\overline{\eta_0^2} - \overline{\eta_f^2}}{\overline{\eta_0^2}} \quad (2.11)$$

Rapp and Melville (1990) montrent expérimentalement que l'énergie perdue par un groupe d'ondes à cause d'un déferlement glissant est de l'ordre de 10% ($\epsilon \in [0, 28; 0, 32]$; $Re(\lambda, c) \in [7 \cdot 10^5; 4 \cdot 10^6]$) et que pour un déferlement plongeant, elle varie entre 25 et 30% ($\epsilon \in [0, 35; 0, 41]$; $Re(\lambda, c) \in [7 \cdot 10^5; 4 \cdot 10^6]$). Ils montrent que 4 périodes après le début du déferlement, moins de 10% de l'énergie perdue par les ondes est présente sous forme d'énergie cinétique turbulente, soit plus de 90% de l'énergie dissipée, pour une durée du déferlement actif estimée de l'ordre de la période de l'onde. Rapp and Melville (1990) notent que si la totalité ou même une fraction majeure de l'énergie initiale de l'onde génère de la turbulence, cette turbulence générée par le déferlement est alors hautement dissipative.

Kway *et al.* (1998) accèdent à la dissipation d'énergie en calculant le spectre de densité d'énergie de la densité de flux de quantité de mouvement. Ils montrent que l'énergie totale dissipée par des déferlements plongeants varie de 14% à 22% ($\epsilon = 0, 73$; $Re(\lambda, c) = 3 \cdot 10^6$), en relatif accord avec Rapp and Melville (1990).

Melville (1994) remarque que la rapidité de la dissipation des expériences de Rapp and Melville (1990) s'expliquerait par les expériences ($\epsilon \in [0, 38; 0, 54]$) de Lamarre and Melville (1991) qui montrent que plus de 50% de l'énergie dissipée par le déferlement serait dissipée par l'entraînement d'air sous la surface libre (contre les forces de flottaison) (Fig. 2.33).

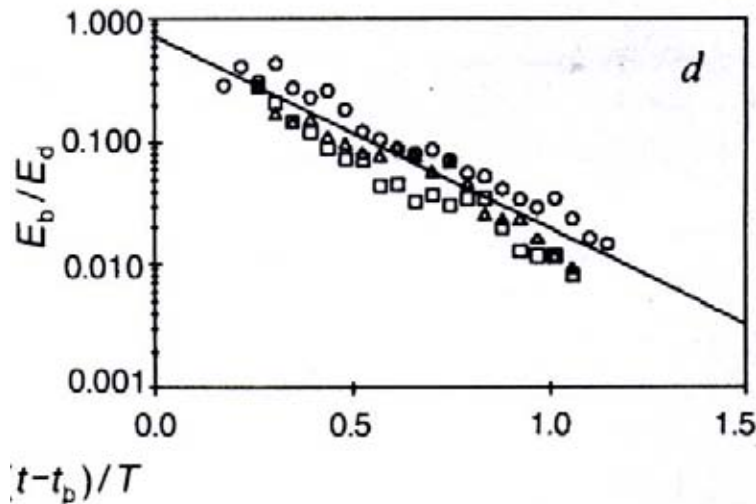


FIG. 2.33 – Evolution temporelle de l'énergie perdue par l'entraînement d'air contre les forces de flottaison (Lamarre and Melville (1991)). E_d : énergie perdue par le déferlement obtenue par l'équation 2.11 sans normalisation par l'énergie initiale; $E_b = \rho g b \int_A C z \, dz$: énergie potentielle totale sur l'aire A de la région de mélange eau/air, avec g l'accélération gravitationnelle, b la largeur du canal, C la proportion locale de gaz, t_b l'instant de déferlement et T la période des ondes.

Chen *et al.* (1999) étudient le déferlement plongeant d'une onde de Stokes instable ($\epsilon = 0,55 > \epsilon_c = 0,44$; $Re(\lambda, c) = 4 \cdot 10^3$; $\bar{\rho} = \rho/\rho_G = 100$; $\bar{\mu} = \mu_L/\mu_G = 2,5$). Ils mettent en évidence les échanges entre l'énergie potentielle et cinétique pendant le déferlement. Dans leur simulation, 80% de l'énergie initiale est dissipée après un peu plus de trois périodes. Cette énergie reste principalement dans l'écoulement sous forme d'énergie cinétique (30% de l'énergie cinétique initiale; 5% d'énergie potentielle). L'énergie totale décroît exponentiellement avec le temps, avec un taux de décroissance de $3 \cdot 10^{-2}$ jusqu'à l'impact du jet. Pendant le processus de déferlement, ce taux de décroissance augmente et vaut 0,16. Après deux périodes, l'énergie totale décroît en t^{-1} . Cette dépendance est en accord avec les résultats expérimentaux de Melville and Rapp (1985) et Rapp and Melville (1990).

Pour l'étude d'une onde de Stokes déferlant sur fond plat, Lubin (2004) utilise une approche LES pour modéliser les petites échelles de sous-maille ($\epsilon \in [0, 19; 0, 56]$; $Re(\lambda, c) \sim 10^6$; $\bar{\rho} = 850$; $\bar{\mu} = 54$; $h/\lambda \in [0, 1; 0, 2]$). Il présente les évolutions temporelles des énergies mécaniques totales pour une cambrure $\epsilon = 0,4$ et une profondeur de $h/\lambda = 0,17$. Il retrouve les échanges d'énergies observés par Chen *et al.* (1999). Après trois périodes, 60% de l'énergie initiale a été dissipée et il reste 45% de l'énergie cinétique initiale pour 10% d'énergie potentielle. Ces ordres de grandeur sont comparables à ceux de Chen *et al.* (1999), l'écart pouvant s'expliquer par les rapports de densité et de viscosité non-réalistes utilisés par Chen *et al.* (1999). Lubin (2004) trouve un taux de décroissance de l'énergie en $t^{-0,3}$ plus faible que celui de Chen *et al.* (1999).

Lubin (2004) compare les évolutions temporelles des énergies mécaniques obtenues avec et sans l'utilisation d'un modèle de sous-maille (Fig. 2.34). Les résultats obtenus sont comparables jusqu'à l'impact du jet. Il observe des écarts dans la suite de l'évolution du déferlement, la simulation directe montrant des niveaux d'énergies légèrement plus faibles que ceux obtenus avec la LES. Après moins d'une période, il reste 28% de l'énergie initiale dans l'écoulement pour la simulation directe et 30% avec un modèle de sous-maille.

Loewen and Melville (1991a) montrent que la dissipation fractionnelle est fortement dépendante d'un paramètre de cambrure équivalente ϵ , représentant la cambrure maximale que permet la superposition linéaire des N composantes (Fig. 2.35). Ils montrent que pour $\epsilon < 0,23$ les ondes ne déferlent pas et perdent néanmoins environ 10% de leur énergie initiale. Pour $\epsilon > 0,28$ des déferlements multiples ont lieu entre les positions de mesure (Eq. 2.11) et une perte d'énergie constante de l'ordre de 30% est observée. Finalement pour $\epsilon \in [0, 23; 0, 28]$, la dissipation fractionnelle obtenue croît linéairement avec ϵ .

Rapp and Melville (1990) montrent l'évolution temporelle de la région turbulente générée par un déferlement glissant et plongeant (Fig. 2.36). Durant deux périodes après le début du déferlement, ils observent une croissance rapide linéaire de la longueur de la région turbulente L avec un taux de croissance de 0,8 fois la célérité de l'onde initiale. Ensuite, la longueur de la région turbulente devient stationnaire $kL \sim 5$ pour tout type de déferlement. Un cas de déferlement plongeant atteint $kL \sim 8$, cet écart étant associé à une plus grande quantité d'air entraînée ($\epsilon = 0,35$). Rapp and Melville (1990) montrent aussi que l'épaisseur de la région turbulente D (Fig. 2.37) augmente rapidement pendant la phase active du déferlement et atteint une valeur de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde. Par la suite D suit une dépendance en $t^{1/4}$.

Yang and Tryggvason (1997) étudient numériquement la dissipation d'énergie pour des ondes de Stokes. Ils montrent que la dissipation pour des ondes non-déferlantes suit la décroissance exponentielle en $4\nu k^2$ prédite par un modèle de diffusion (Lamb (1932)) pour des nombres de Reynolds relativement bas ($Re(\lambda, c) = 50$; $\epsilon = 0,6$; $\bar{\rho} = 100$; $\bar{\mu} = 100$).

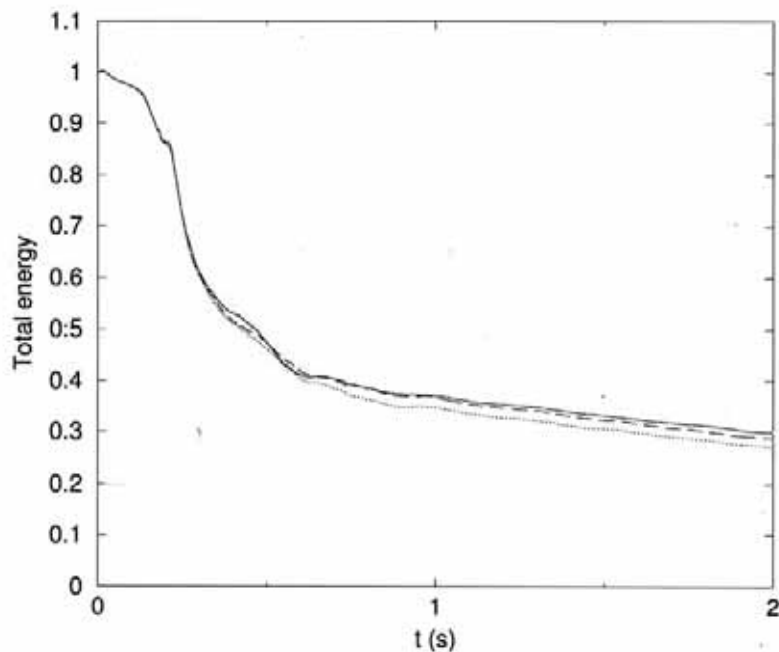


FIG. 2.34 – Evolution temporelle de l'énergie totale. — : avec la prise en compte d'une viscosité turbulente de sous-maille ν_t ; --- : ν_t uniquement dans l'eau et dans l'air; ... : simulation directe (Lubin (2004)).

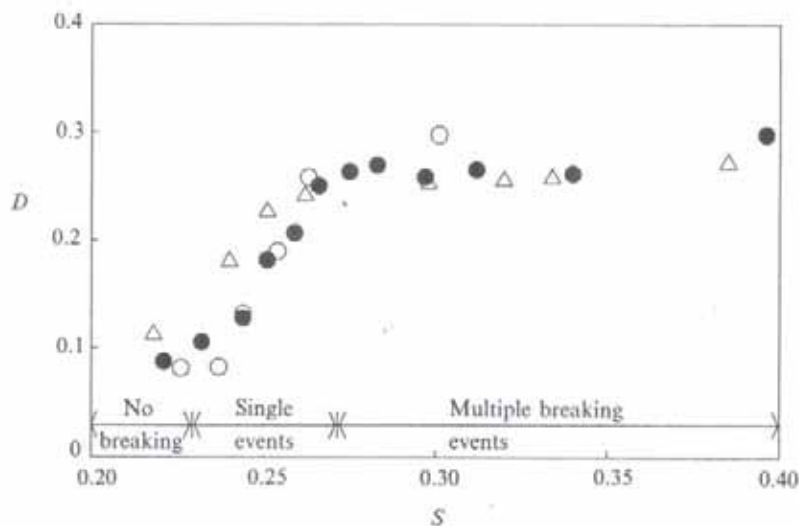


FIG. 2.35 – Dissipation fractionnelle en fonction de la cambrure (Loewen and Melville (1991a) à partir des mesures de Melville and Rapp (1985)).

2.7.2 Modèles de dissipation

Dans cette partie, les modèles de dissipation sont présentés.

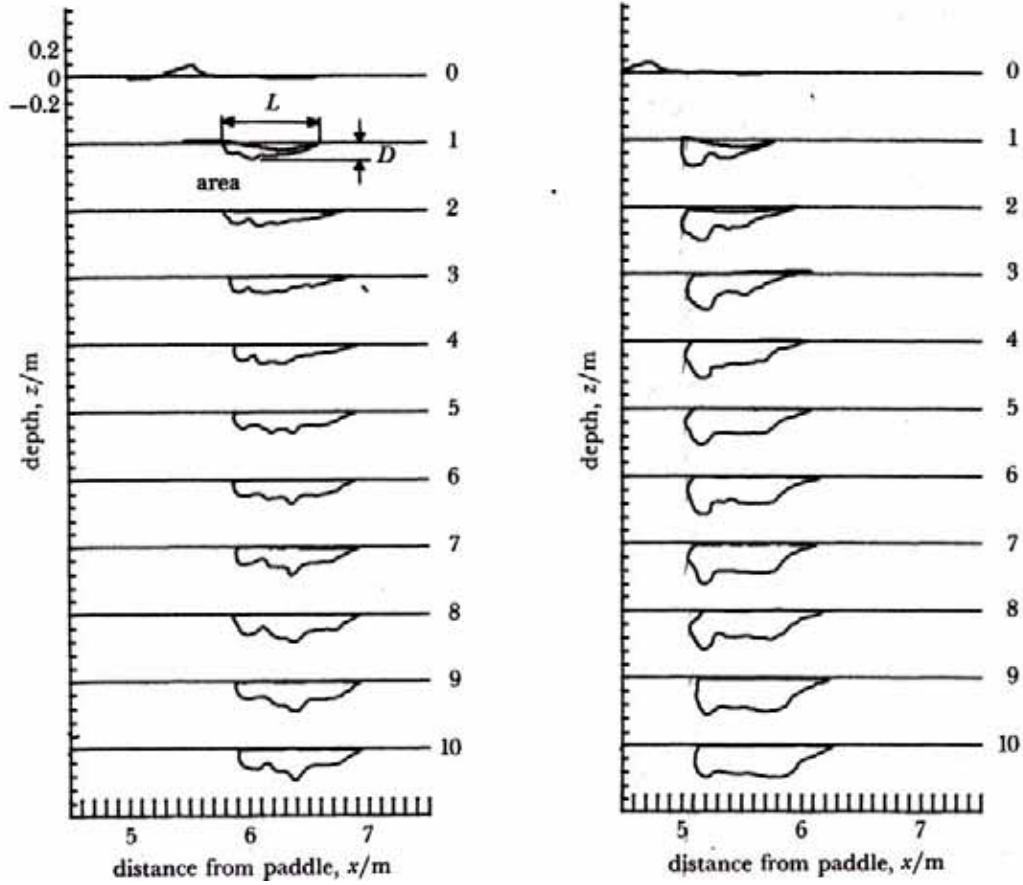


FIG. 2.36 – Evolution temporelle de la région de turbulence générée par un déferlement glissant (à gauche) ($\epsilon = 0,3$) et plongeant (à droite) ($\epsilon = 0,39$), le temps de référence étant l'observation du début du déferlement, le temps est exprimé en secondes (Rapp and Melville (1990)).

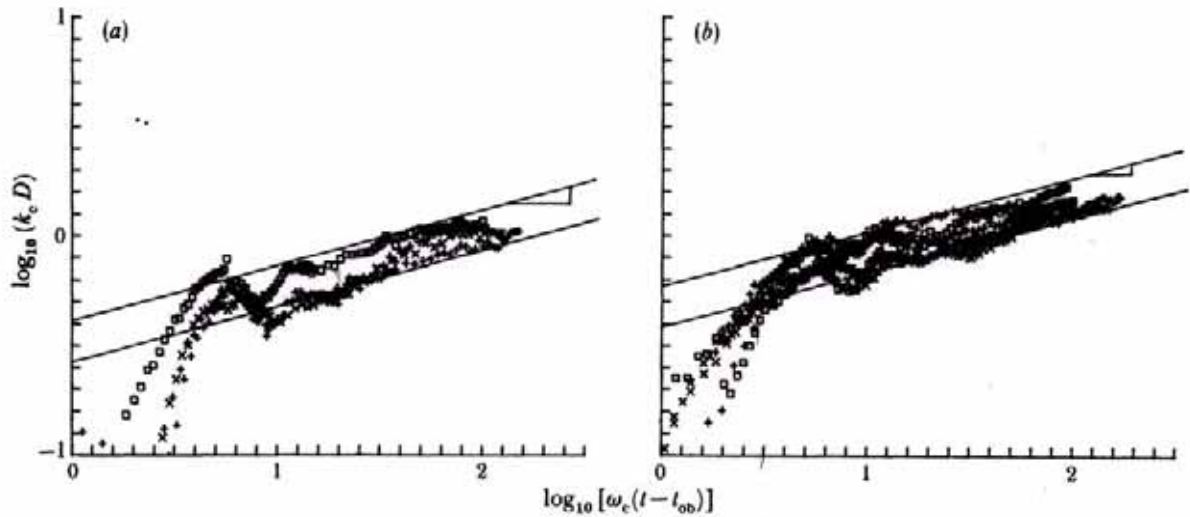


FIG. 2.37 – Evolution temporelle de la profondeur D de la région turbulente, pour un déferlement glissant (à gauche) et un déferlement plongeant (à droite) (Rapp and Melville (1990)). t_{ob} est l'instant du début du déferlement.

2.7.2.1 Analogie avec un ressaut hydraulique

Une analogie entre un ressaut hydraulique et un déferlement glissant amène Le Mehauté (1962) à définir l'énergie dissipée par un déferlement glissant comme celle dissipée par un ressaut hydraulique (Fig. 2.38). La dissipation d'énergie dans un ressaut hydraulique est définie par :

$$D_r = \frac{1}{4} \rho g \frac{(h_2 - h_1)^3}{h_1 h_2} Q \quad (2.12)$$

où les hauteurs h_1 et h_2 représentées sur la figure 2.38(b) font référence aux hauteurs aval et amont du ressaut et Q au débit. En utilisant cette analogie Le Mehauté (1962) écrit :

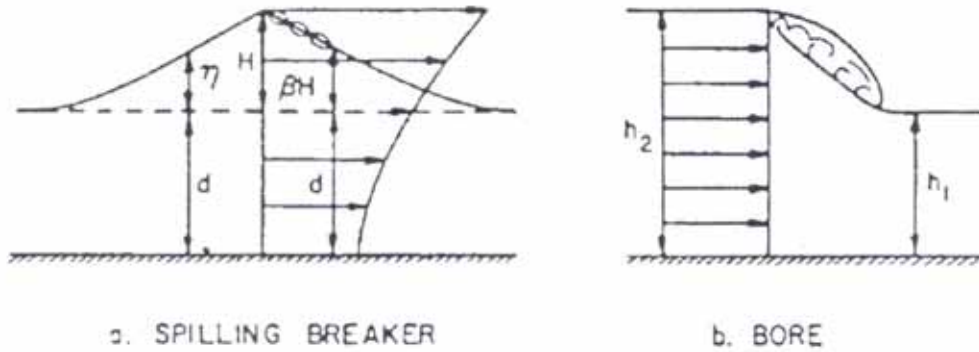


FIG. 2.38 – Représentation schématique d'un déferlement glissant (à gauche) et d'un ressaut hydraulique (à droite) (Le Mehauté (1962)).

$$h_2 - h_1 = \beta_h H(x) \quad (2.13)$$

$$h_1 h_2 = O(d^2) \quad (2.14)$$

$$Q = cd \quad (2.15)$$

où β_h représente la partie de la hauteur de houle qui va être dissipée, $H(x)$ la hauteur de la houle, d la profondeur, c la célérité de la houle. En introduisant ces approximations dans l'équation de 2.12, on obtient le taux de dissipation moyen sur une période :

$$D'_w(x) = \frac{C_{def}}{4} \rho g \frac{[\beta_h H(x)]^3}{d(x)} c(x) \quad (2.16)$$

où C_{def} est un coefficient de proportionnalité entre les deux phénomènes. Le taux de dissipation par unité de surface est obtenu en divisant l'expression par la longueur :

$$D_w(x) = \frac{\alpha}{4T} \rho g \frac{H(x)^3}{d(x)} \quad (2.17)$$

avec T la période et $\alpha = C_{def} \beta_h^3$ un coefficient généralement pris égal à 1.

2.7.2.2 Modèle de déferlement glissant de Duncan

Duncan (1981) provoque le déferlement dans le sillage d'un profil immergé dont il peut faire varier l'angle d'inclinaison (Fig. 2.39). Il définit la région de mélange du déferlement glissant à partir d'une ligne de courant séparant les deux écoulements (Fig. 2.39). Il établit

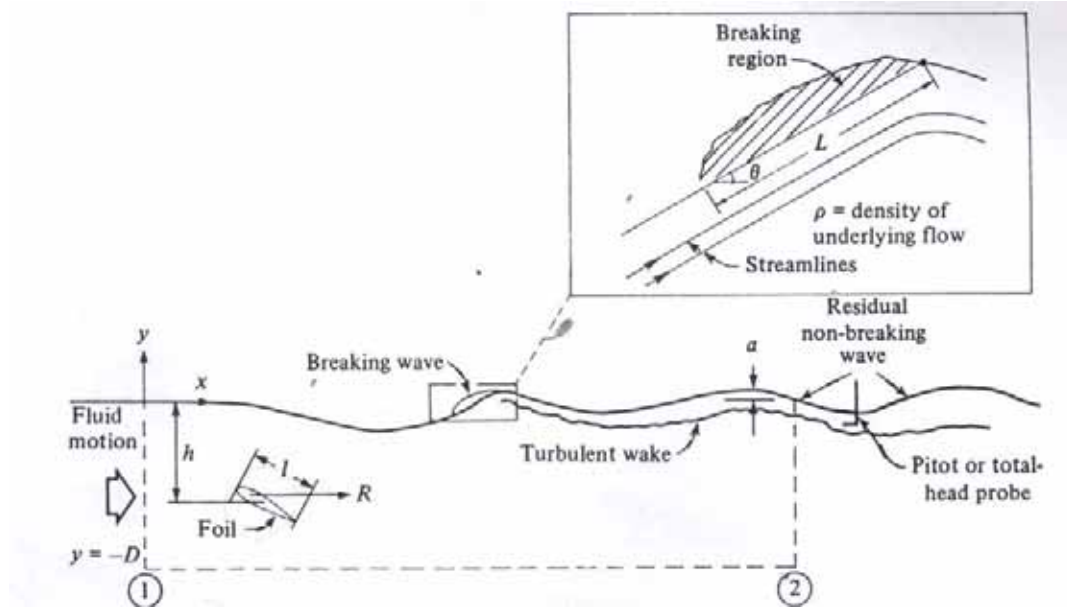


FIG. 2.39 – Représentation schématique du déferlement glissant et du train d'onde suivant (Duncan (1981)).

un bilan de quantité de mouvement sur la région de mélange permettant de caractériser les contraintes agissant sur le reste de l'écoulement. Le rouleau de mélange est maintenu en équilibre par les tensions de Reynolds turbulentes agissant dans la région de cisaillement séparant la zone de mélange du reste de l'écoulement. Duncan (1981) relie l'action de la région de mélange sur l'écoulement au déficit de quantité de mouvement dans le sillage de l'onde et établit une expression de la traînée associée au déferlement :

$$T = \alpha \frac{\rho c^4}{g \sin(\theta)} \quad (2.18)$$

où θ est l'angle d'inclinaison de la surface libre sous la région de mélange par rapport à l'horizontale. Le travail de la région de mélange sur l'onde, soit le taux de dissipation par le déferlement, s'exprime comme suit :

$$D = \alpha \frac{\rho c^5}{g \sin(\theta)} \quad (2.19)$$

Dans les expériences de Duncan le coefficient α varie entre 0,0075 et 0,009 pour des angles θ compris entre 6,5 et 14 degrés. L'expression de la dissipation peut se réécrire :

$$D = \beta \frac{\rho c^5}{g} \quad (2.20)$$

avec β compris entre $31 \cdot 10^{-3}$ et $66 \cdot 10^{-3}$.

Melville (1994) considère des déferlements glissants et plongeants dits instationnaires car ne pouvant être assimilés à une région de mélange stationnaire, et montre que la dissipation peut être estimée par une formulation identique à celle proposée par Duncan (1981) (Eq. 2.20). Melville (1994) réexamine les mesures de Loewen and Melville (1991a), il montre que β est une fonction croissante de l'angle θ et prend des valeurs entre $4 \cdot 10^{-3}$ et $12 \cdot 10^{-3}$. L'auteur remarque que la dissipation a une normalisation commune pour les déferlements glissants et plongeants, simplement car c'est le résultat d'une dynamique similaire basée sur la relation de dispersion. L'écart entre les deux types de déferlement intervient dans les valeurs du coefficient β .

2.8 Objectifs de l'étude

La simulation numérique est un outil actuellement très développé pour l'étude du déferlement. Cependant, la limitation actuelle réside dans l'échelle limite imposée par la taille du maillage choisi, qui ne permet pas de réaliser une simulation directe du phénomène, c'est-à-dire de décrire l'ensemble des échelles turbulentes et diphasiques. Cependant, les travaux réalisés montrent des résultats encourageants pour la description de l'ensemble de la dynamique du déferlement et des résultats comparables aux expériences (Abadie *et al.* (1998), Chen *et al.* (1999), Iafrati *et al.* (2001), Guignard *et al.* (2001), Watanabe and Saeki (2002), Iafrati and Campana (2003), Lubin (2004)).

Par ailleurs, les études paramétriques de la dynamique du déferlement et notamment de la dissipation d'énergie associée, sont rares et ne prennent généralement en compte que la variation d'un unique paramètre. L'étude de l'influence de la cambrure est assez répandue, celle de la tension de surface l'est un peu moins et très peu d'études font varier la valeur du nombre de Reynolds dans des gammes permettant de voir son influence. Pourtant ce nombre est représentatif des effets de non-linéarité face aux effets visqueux et semble essentiel pour caractériser les mécanismes dissipatifs.

Pour notre étude, nous réaliserons des simulations numériques avec une méthode Volume Of Fluid (VOF) résolvant les équations de Navier-Stokes. Cette méthode permet la prise en compte de deux phases. Nous réalisons une étude paramétrique du déferlement d'ondes de Stokes, en faisant varier la cambrure initiale des ondes et la valeur du nombre de Reynolds. Nous nous placerons dans une gamme de nombre de Reynolds permettant de réaliser une simulation directe au sens monophasique du terme, ce que nous validerons par l'étude des échelles présentes dans nos simulations du déferlement.

La figure 2.40 résume les notations qui seront utilisées pour caractériser les ondes de Stokes étudiées. L'étude sera menée dans un domaine périodique. L'évolution de la surface libre $\eta(x, t)$ est caractérisée par : λ la longueur d'onde et $H(t) = 2a(t)$ la hauteur totale de l'onde, où $a(t)$ est l'amplitude de l'onde. L'onde se propage à la célérité c , la surface libre η à un niveau moyen noté Z_0 .

L'indice b indiquera l'instant de déferlement et l'indice 0, l'instant initial de l'évolution de l'onde. Les principaux paramètres adimensionnels qui seront utilisés pour caractériser l'évolution de l'onde sont :

- le rapport de viscosité entre un liquide (L) et un gaz (G) : $\bar{\mu} = \mu_L / \mu_G$;
- le rapport de densité entre un liquide (L) et un gaz (G) : $\bar{\rho} = \rho_L / \rho_G$;
- la cambrure de l'onde : $\epsilon = ak$ où $k = 2\pi / \lambda$ est le nombre d'onde ;
- le nombre de Reynolds basé sur la célérité c de l'onde et la longueur d'onde λ : $Re(\lambda, c) = \lambda c / \nu$;

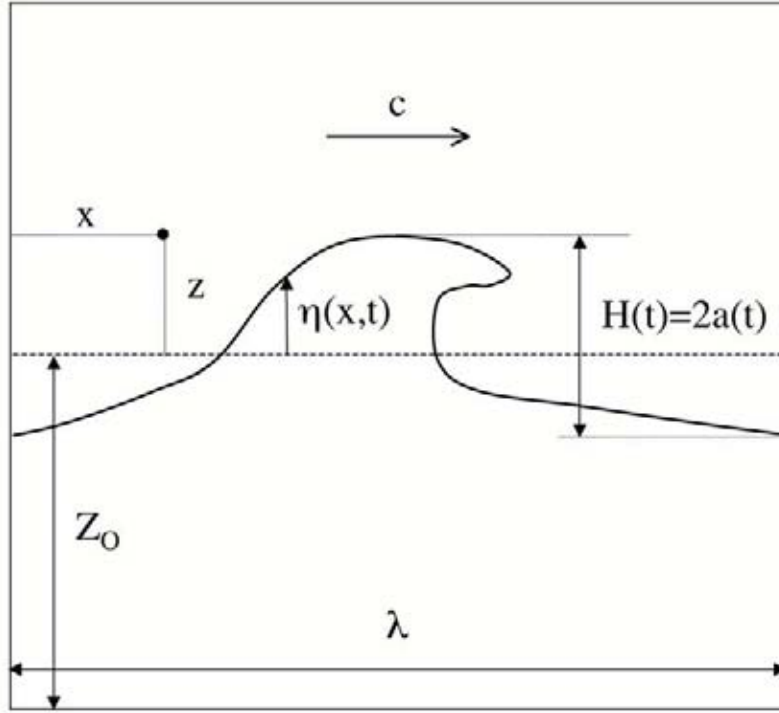


FIG. 2.40 – Nomenclature utilisée pour les ondes de Stokes.

- le nombre de Reynolds basé sur la célérité c et l'amplitude de l'onde a : $Re(a, c) = ac/\nu$.

Les principales grandeurs locales utilisées dans cette étude sont :

- le taux de présence de phase C qui vaut 0 dans l'eau, 1 dans le gaz et prend une valeur intermédiaire en présence d'une interface ;
- la vitesse horizontale : u_x et verticale : u_z ;
- la pression : p ;
- la vorticité : $\omega(\underline{x}, t)$;
- l'énergie mécanique totale : $e(\underline{x}, t)$;
- l'énergie cinétique : $ec(\underline{x}, t)$;
- l'énergie potentielle : $ep(\underline{x}, t)$;
- le taux de dissipation d'énergie : $d(\underline{x}, t)$.

et certaines équivalences en valeurs intégrées spatialement :

- l'énergie mécanique totale intégrée : $E(t)$;
- l'énergie cinétique intégrée : $Ec(t)$;
- l'énergie potentielle intégrée : $Ep(t)$;
- la dissipation totale : $Di(t)$.

Lorsqu'aucun indice n'apparaît, l'intégration de la grandeur est réalisée sur le domaine numérique Ω et lorsqu'elles sont intégrées dans l'eau, l'indice e apparaît.

Le temps τ_d est le temps de diffusion visqueux et τ_b le temps de déferlement. Di_b représente la dissipation pendant le déferlement.

Chapitre 3

METHODOLOGIE

3.1 Introduction

Lorsqu'une onde de gravité déferle, la surface libre entre les phases liquide et gazeuse est soumise à de grandes déformations et se rompt souvent ou se reconnecte. Des structures d'échelles variées peuvent apparaître. L'étude du déferlement des vagues dans un cas idéal nécessite la résolution des équations de mouvement dans l'eau et l'air, mais les difficultés énoncées précédemment rendent les solutions de ce phénomène impossibles à trouver analytiquement.

Dans ce chapitre, nous présentons tout d'abord les différentes approches numériques généralement utilisées pour étudier le déferlement des vagues. Dans une seconde partie, nous motivons le choix d'une méthode Volume Of Fluid (VOF) en simulation directe pour notre étude et nous présentons le code numérique JADIM utilisé pour cette étude. Enfin, nous présentons brièvement les éléments de validation du code numérique mis en oeuvre lors des précédents développements de ce code.

3.2 Les approches pour l'étude du déferlement des vagues

Le développement simultané de nouveaux modèles numériques et de calculateurs (y compris via des PC/LINUX) a permis d'envisager la simulation numérique directe de la dynamique des ondes de surface jusqu'au processus de déferlement. Il est possible de classer les principales méthodes utilisées actuellement pour l'étude des ondes de surface en trois catégories :

1. les méthodes utilisant des équations intégrées sur la profondeur : les modèles de transformation de l'énergie de la houle, les équations de type KdV, de Boussinesq ou de Serre ... ;
2. les méthodes issues de la théorie potentielle (BEIM) ;
3. les méthodes basées sur la résolution des équations de Navier-Stokes.

Chaque approche a un domaine d'application bien précis. La suite de cette partie s'attache à passer en revue succinctement chacune d'entre elles.

3.2.1 Modèles basés sur les équations intégrées sur la profondeur

De nombreux modèles numériques ont été développés pour étudier la propagation des ondes en milieu peu profond, tels que les modèles "wave-averaged" (Wood *et al.* (2001), Christensen *et al.* (2002), Zhao *et al.* (2003)), les modèles basés sur les équations de Boussinesq (Madsen and Schäffer (1999), Ozanne *et al.* (2000), Ting *et al.* (2005)), ou de Korteweg-de Vries (Myint and Grimshaw (1995)). Ces modèles montrent généralement de bons résultats pour prédire la hauteur de la surface libre et les champs moyennés sur la verticale dans les zones de déferlement (*surf*) ou le transport de sédiments. Associés à des modèles de rouleaux propagatifs (Memos *et al.* (2005)) ou à des fonctions de dissipation équivalentes (Dally *et al.* (1985), Mase and Kirby (1992), Chen *et al.* (1997), Memos *et al.* (2005)), certains développements permettent la prise en compte du phénomène de déferlement, mais les hauteurs de surface libre sont généralement surestimées. De plus, ces modèles qui ont pour vocation de renseigner sur les grandeurs moyennes à grande échelle, ne permettent pas de décrire l'hydrodynamique locale de l'écoulement.

3.2.2 Modèles issus de la théorie potentielle

Au nombre des premières méthodes développées pour l'étude locale du déferlement, viennent les méthodes d'intégrales de frontière (Boundary Element Method, BEM), reposant sur la théorie potentielle. Le principe de l'approche consiste à s'appuyer sur l'écriture harmonique du potentiel des vitesses pour ramener le problème à une résolution sur les frontières du domaine d'étude. La déformation de la surface libre est ainsi directement couplée à la résolution du potentiel des vitesses aux frontières. Cette approche est donc pertinente tant que la vorticité reste confinée au voisinage de l'interface.

Cette méthode a été introduite pour l'étude du déferlement par Longuet-Higgins and Cokelet (1976). Ces travaux ont été dédiés au développement d'une approche mixte eulérienne/lagrangienne, combinée avec une formulation des équations intégrées sur les frontières (BEIM). De nombreux travaux ont suivi ce premier développement de la méthode BEIM (Vinge and Brevik (1981), Longuet-Higgins (1982), New *et al.* (1985), Dommermuth *et al.* (1987), Grilli *et al.* (1989), Cointe (1990), Yasuda *et al.* (1997)) pour résoudre les problèmes d'ondes hautement non-linéaires, sous une forme bidimensionnelle avec des développements d'ordres élevés. Le bon accord des prédictions numériques obtenues avec des données expérimentales prouvent la pertinence de la méthode.

Grilli *et al.* (2001) proposent une version tridimensionnelle de la méthode d'intégrale de frontière et une application au mouvement de renversement d'ondes solitaires. De multiples applications ont permis de valider cette extension 3D (Guyenne and Grilli (2003), Grilli *et al.* (2004)).

Cependant, l'une des limites des méthodes BEM est qu'elles ne permettent pas la description de l'écoulement à partir de l'impact du jet éjecté de la crête, sur la surface avant de l'onde, et qu'elles ne prennent pas en compte les effets éventuels de l'air. L'hypothèse de base d'irrotationnalité est aussi une limite très restrictive sur l'étude de la dynamique du déferlement car comme nous le montrerons dans cette étude, de hauts niveaux de vorticité sont générés à la cr  te de l'onde, au point de déferlement.

3.2.3 Modèles résolvant les équations de Navier-Stokes

Le moyen le plus direct et précis pour l'étude d'écoulements complexes tels que ceux engendrés par le déferlement des vagues, reste les approches basées sur la résolution des équations de Navier-Stokes. De tels modèles existent sous forme 2D ou 3D et permettent d'avoir accès à l'ensemble des champs de vitesse et pression des écoulements étudiés. Ils se déclinent sous différentes formes, que ce soit des méthodes de suivi de l'interface eulérienne, lagrangienne ou des résolutions hybrides entre ces deux approches.

3.2.3.1 Méthode des marqueurs

Parmi les modèles résolvant les équations de Navier-Stokes pour des écoulements diphasiques, on trouve les méthodes des marqueurs de surface et de volume. Ce sont des méthodes mixtes eulérienne/lagrangienne : les champs de vitesse et de pression sont estimés sur un maillage fixe et l'interface où les volumes de fluides sont identifiés par des particules hydrodynamiques traitées de manière lagrangienne.

Pour les méthodes des marqueurs de surface, des particules faisant office de traceurs sont utilisées afin de localiser l'interface entre deux fluides, leurs positions évoluant dans le temps, comme dans le cas des maillages lagrangiens adaptatifs. Ces marqueurs permettent d'avoir accès aux déformations d'une surface libre à des échelles plus petites que celle du maillage fixe utilisé. Cependant, les détails de l'hydrodynamique locale peuvent être perdus lorsqu'apparaissent des petites structures. Ces méthodes deviennent difficiles à implémenter pour un nombre de phases supérieur à 2, mais sont facilement extensibles aux écoulements 3D (Scardovelli and Zaleski (1999)).

Pour l'étude du déferlement, le premier développement réalisé en utilisant cette approche de marqueurs est la méthode Marker-And-Cell (MAC), introduite par Sakai *et al.* (1986). Des améliorations ont été apportées depuis avec les Simplified Marker-And Cell (SMAC) (Takikawa *et al.* (1997)) et la méthode Surface Markers (SM) (Christensen and Deigaard (2001)).

Des méthodes de marqueurs de volumes ont aussi été développées et utilisées pour l'étude d'écoulements diphasiques complexes, tel le déferlement des vagues (Lee and Heo (2005)). Ces approches permettent le suivi de fines structures fluides. Cependant, lorsque deux fluides de densité et de viscosité différentes sont utilisés, la différence de densité doit apparaître dans les champs de vitesse et de pression, ce qui n'est pas le cas pour les échelles inférieures à celle du maillage.

3.2.3.2 Méthode SPH (Smoothed Particules Hydrodynamics)

Les méthodes Smoothed Particules Hydrodynamics (SPH) ont été récemment utilisées pour étudier des écoulements à surface libre (Monaghan (1994)). Des travaux comme l'étude d'impact de vagues sur des structures (Gómez-Gesteira and Dalrymple (2004), Gómez-Gesteira *et al.* (2005)), d'*anti-rolls* (Iglesias *et al.* (2001)) ou de déferlement d'ondes de surface (Monaghan *et al.* (1994), Yang and Tryggvason (1997), Monaghan and Kos (1999), Lo and Shao (2002), Dalrymple and Rogers (2006)) montrent des résultats prometteurs.

3.2.3.3 Méthodes Volume Of Fluid

Dans les méthodes de suivi d'interface, une des plus répandues est la méthode Volume Of Fluid (VOF) (Hirt and Nichols (1981)), qui existe sous deux formes : avec et sans reconstruction de l'interface. Ces modèles sont basés sur la résolution des équations pour un écoulement monophasique, l'aspect diphasique apparaissant par une densité et une viscosité du fluide unique, variables en espace et en temps. Un taux de présence de phase permet de définir ces propriétés physiques du fluide et de localiser les phases.

Les méthodes VOF avec reconstruction d'interface transportent le taux de présence de phase à chaque itération d'une simulation et reconstruisent l'interface en segments continus. Ainsi, la position de la surface libre est connue avec précision. Cependant, ce type de méthode ne permet pas de représenter des éléments de taille inférieure à la maille (bulles ou gouttes), la reconstruction de l'interface s'effectuant à l'échelle supérieure. Différents algorithmes de reconstruction de l'interface ont été développés. Le premier et le plus simple fait appel à la méthode des Donneurs-Accepteurs, utilisée dans l'algorithme Simple Line Interface Construction (SLIC-VOF) (Lemos (1992), Lin and Liu (1998), Bradford (2000), Zhao *et al.* (2004)). L'algorithme SLIC a été amélioré par de nombreux auteurs. Parmi les développements les plus exploités, on retrouve les méthodes Piecewise Linear Interface Construction : PLIC (Abadie *et al.* (1998), Chen *et al.* (1999), Hieu and Tanimoto (2006)), Semi-lagrangian : SL (Guignard *et al.* (2001)), ou le Defined Donation Region : DDR (Hieu *et al.* (2004)).

La deuxième classe dans les méthodes VOF sont les modèles pour lesquels l'interface n'est pas reconstruite au cours du temps. La position de l'interface n'est pas connue précisément, elle est diffuse sur une épaisseur de l'ordre de grandeur de la maille. L'avantage d'une non-reconstruction est que les petites quantités (bulles ou gouttes, par exemple) qui ont une taille inférieure ou égale à celle de la maille peuvent exister et sont transportées par l'écoulement. Les approches les plus utilisées pour transporter l'interface sans étape de reconstruction sont les méthodes Level Set (Iafrati *et al.* (2001), Iafrati and Campana (2003), Lubin (2004)), les schémas de type Lax-Wendroff Total Variation Diminishing : TDV (Lubin *et al.* (2003)) et les schémas de type Flux Corrected Transport : FCT (Bonometti (2005)).

3.2.3.4 Modélisation des échelles turbulentes

En simulation directe, il est actuellement impossible de résoudre l'ensemble des échelles d'un écoulement, c'est-à-dire aussi petites que l'échelle de Kolmogorov, soit la plus petite atteinte dans la cascade d'échelles turbulentes. L'échelle minimale résolue est de l'ordre de grandeur de la taille des mailles.

Des études ont été récemment conduites pour estimer la turbulence générée pendant un processus de déferlement et tenter de comprendre les mécanismes de transport et de transfert d'énergie à cette échelle. Lemos (1992) a implémenté une méthode Reynolds Averaged Navier-Stokes (RANS) en utilisant une formulation $k - \epsilon$ pour représenter les échelles turbulentes. Des travaux supplémentaires (Lin and Liu (1998), Liu and Cheng (2001), Chang *et al.* (2001)) conduisent à une même conclusion : les niveaux de turbulence obtenus sont surestimés en comparaison avec les résultats expérimentaux. Bradford (2000) compare deux modèles de turbulence : une approche $k - \epsilon$ et une approche multi-échelles $l - \epsilon$. Il trouve des tendances communes pour les deux modèles et un assez bon accord avec des mesures expérimentales. L'estimation $l - \epsilon$ pour la turbulence a été testée plus récemment par Zhao *et al.* (2004). Les auteurs montrent une globale équivalence entre

les niveaux de turbulence obtenus avec des modèles $k - \epsilon$, $l - \epsilon$ et $w - \epsilon$ (Yokojima and Street (2004)).

Une autre possibilité pour rendre compte de la turbulence dans des simulations est d'implémenter une dissipation de sous-maille représentative de la cascade d'énergie non décrite à cause du filtrage spatial. L'idée la plus simple est de choisir une viscosité dite turbulente constante pour décrire la dissipation de l'énergie à l'échelle de sous-maille. Ce modèle a été développé par Petit *et al.* (1994). Malgré un manque certain de réalisme physique dans ce modèle, ces travaux montrent un accord raisonnable avec des mesures expérimentales. Actuellement, le développement d'algorithmes de Large Eddy Simulation (LES) commence à avoir du succès. Ces modèles de sous-maille sont basés sur l'approche de Smagorinsky (Watanabe and Saeki (1999), Hieu *et al.* (2004), Christensen (2006), Lubin *et al.* (2006)). Ces travaux montrent des résultats encourageants sur les champs de vitesse d'ondes déferlantes, cependant les niveaux de turbulence, comme pour les méthodes précédemment décrites, sont surestimés par rapport aux résultats expérimentaux.

Un avantage des méthodes VOF sans reconstruction d'interface par rapport aux techniques de reconstruction, est qu'aucune approximation n'est apportée au niveau des interfaces après transport. La non-reconstruction permet aussi l'existence de quantités fluides à une échelle inférieure au filtrage spatial. Cela permet de simuler l'air entraîné pendant un déferlement. Cependant, la bonne résolution du mouvement diphasique des petites échelles (i.e. inférieure à la maille) nécessite l'introduction d'un modèle de sous-maille. Celui-ci doit notamment permettre de reproduire correctement le glissement entre phases. A ce jour, aucun modèle de sous-maille diphasique n'a été développé.

3.3 Le code JADIM

Aux vues des avantages et inconvénients de ces différents modèles, notre choix s'est porté sur l'utilisation d'une méthode VOF sans reconstruction d'interface. Cette méthode permet de résoudre directement les équations de Navier-Stokes et de prendre en compte la dynamique de la phase gazeuse ainsi que les transferts entre phases à l'interface. De plus, les différentes études menées dans ce sens montrent des résultats prometteurs (Abadie *et al.* (1998), Chen *et al.* (1999), Iafrati *et al.* (2001), Guignard *et al.* (2001), Watanabe and Saeki (2002), Iafrati and Campana (2003), Lubin (2004)). Il faut également souligner que peu d'études numériques du déferlement des vagues ont été réalisées avec ce type d'approche, la plupart mettant en jeu des fluides très visqueux avec des rapports de densité et de viscosité différents du système eau/air.

Le code numérique JADIM est développé depuis une quinzaine d'années au sein du groupe INTERFACE de l'Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse et fait l'objet de développements permanents. Le code est construit en modules autour d'un module central permettant de résoudre les équations de Navier-Stokes sur des maillages curvilignes orthogonaux tridimensionnels (Rivero (1991), Calmet (1995), Legendre (1996)). Ce module central est utilisé pour de nombreux problèmes hydrodynamiques en résolution numérique directe. Autour de ce noyau, s'articulent plusieurs modules différents :

- le module "Simulation des grandes échelles de la turbulence" (Calmet (1995), Calmet and Magnaudet (1997), Merle (2004), Merle *et al.* (2005));
- le module "Suivi Lagrangien de particules et coulages inverses" (Climent (1996), Legendre *et al.* (1999), Climent and Magnaudet (1999));
- le module "Transport d'un scalaire" (Legendre (1996), Legendre *et al.* (1998));

- le module "Suivi d'interfaces mobiles" (Benkenida (1999)) développé pour des écoulements triphasiques (Cranga (2002)) et la prise en compte de l'histoire du maillage (Dupont (2007)).

Ce dernier module associé au module central forme la version "Jadim-VOF" utilisée pour nos simulations de déferlement. Nous reprenons ici les grandes lignes de l'approche VOF de JADIM. Le lecteur est renvoyé à Benkenida (1999) et Bonometti (2005) pour une description plus exhaustive.

3.3.1 Le modèle à un fluide

L'écriture du modèle à un fluide s'appuie sur l'écriture des équations de Navier-Stokes dans chaque phase k et des conditions aux limites à l'interface. Ces équations dans chaque phase k s'écrivent :

$$\frac{\partial \rho_k}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_k \underline{u}_k) = 0 \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial (\rho_k \underline{u}_k)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_k \underline{u}_k \underline{u}_k) = \nabla (-p_k \underline{I} + \underline{\tau}_k) + \rho_k \underline{g} \quad (3.2)$$

avec ρ la densité, μ la viscosité, u_i le vecteur vitesse, p le champ de pression, $\tau_{ij} = 2\mu S_{ij}$ le tenseur des contraintes avec $S_{ij} = (\partial u_i / \partial x_j + \partial u_j / \partial x_i) / 2$ le tenseur des déformations et I_{ij} est le tenseur identité. L'équation 3.1 représente la conservation de la masse et la 3.2 la conservation de la quantité de mouvement dans chaque phase ($k = 1, 2$).

Les équations à l'interface s'écrivent :

$$\underline{u}_1 \cdot \underline{t} = \underline{u}_2 \cdot \underline{t} \quad (3.3)$$

$$\sum_{k=1}^2 J_k = \sum_{k=1}^2 \rho_k (\underline{u}_k - \underline{u}_s) \cdot \underline{n}_k = 0 \quad (3.4)$$

$$2\sigma H \underline{n} - \nabla_s \sigma = \sum_{k=1}^2 (-p_k \underline{I} \cdot \underline{n} + 2\underline{\tau}_k \cdot \underline{n} + 2 - J_k \underline{u}_k) \quad (3.5)$$

où \underline{n} représente le vecteur normal à la surface libre choisi arbitrairement comme étant $\underline{n} = \underline{n}_1$ le vecteur normal à la phase $k=1$, $\underline{t} = \underline{t}_1$ le vecteur tangentiel à l'interface. L'opérateur ∇_s est le gradient surfacique, σ la tension interfaciale, $2H$ la courbure locale de la surface libre, \underline{u}_s la vitesse à l'interface et J_k est le flux de masse à l'interface, nul dans notre étude.

Pour simplifier la formulation le problème, il est possible de définir un modèle à "un fluide". L'idée est de définir une distribution permettant d'indiquer la phase $k = 1, 2$ présente en (\underline{x}, t) . Pour cela, on introduit la fonction indicatrice de phase χ_k telle que :

$$\begin{aligned} \chi_k(\underline{x}, t) &= 1 \text{ si la phase } k \text{ est en } (\underline{x}, t) \\ &= 0 \text{ sinon} \end{aligned} \quad (3.6)$$

Cette fonction χ_k admet les propriétés suivantes :

$$\sum_{k=1}^2 \chi_k = 1 \quad (3.7)$$

$$\chi_i \chi_j = \begin{cases} 1 & \text{si } i = j \\ 0 & \text{si } i \neq j \end{cases} \quad (3.8)$$

$$\nabla \chi_k = -\underline{n}_k \delta_s \quad (3.9)$$

$$\frac{\partial \chi_k}{\partial t} + \underline{u}_k \cdot \nabla (\chi_k) = 0 \quad (3.10)$$

où δ_s est la distribution de Dirac permettant de localiser l'interface.

La fonction indicatrice de phase χ_k permet de définir les grandeurs physiques ρ , μ , p et \underline{u} pour un fluide unique dont les valeurs varient en fonction de l'espace et du temps telles que, pour un champ \mathcal{F} scalaire ou vectoriel donné, on ait :

$$\mathcal{F} = \sum \chi_k \mathcal{F}_k \quad (3.11)$$

Le modèle à un fluide et le système d'équations permettent de résoudre l'évolution de p et \underline{u} définis par 3.11.

3.3.1.1 Première hypothèse intrinsèque au modèle

L'intérêt de ce modèle à un fluide est de résoudre un nombre réduit d'équations. Pour l'obtenir, il faut pondérer chaque équation par χ_k et faire la sommation (\sum_k). On fait alors apparaître l'équation vérifiée par les grandeurs du mélange.

Cependant, la décomposition du tenseur des déformations S_{ij} en variables monophasiques nécessite une attention particulière. En effet, après calcul, elle s'écrit :

$$\underline{\underline{S}} = \sum \chi_k \underline{\underline{S}}_k - \frac{1}{2} \sum [\underline{u}_k \underline{n}_k + (\underline{u}_k \underline{n}_k)^T] \quad (3.12)$$

Cette relation se simplifie lorsque $\sum \underline{u}_k \underline{n}_k = 0$. Cette hypothèse implique qu'il n'y ait pas de transfert de masse à l'interface entre les deux phases : $J_k = 0$. Sous cette hypothèse et en tenant compte de la condition de continuité de la vitesse tangentielle à l'interface (Eq. 3.3), on obtient la continuité des vitesses entre les deux fluides à l'interface : $\underline{u}_1 = \underline{u}_2$, ce qui montre que la vitesse $\underline{u} = \sum \chi_k \underline{u}_k$ est continue à l'interface.

Finalement, avec cette hypothèse, les équations de conservation de la masse et de la quantité de mouvement avec les grandeurs monophasiques s'écrivent :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \underline{u}) = 0 \quad (3.13)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho \underline{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \underline{u} \underline{u}) = \\ \nabla \cdot (-p \underline{\underline{I}} + 2\mu \underline{\underline{S}}) + \rho \underline{g} + 2\sigma H \underline{n} \delta_s - \nabla_s \sigma \delta_s \end{aligned} \quad (3.14)$$

3.3.1.2 Discrétisation et hypothèses supplémentaires

La résolution numérique des équations de Navier-Stokes et de continuité nécessite leur interpolation en des points discrets du maillage.

Cette opération de discrétisation introduit donc une notion de filtrage spatial, qui se formalise en appliquant un opérateur G sur un domaine de filtrage \mathcal{V} correspondant aux mailles, tel que :

$$G(\underline{x} - \underline{x}') \geq 0 \quad \forall \underline{x}, \underline{x}' \quad (3.15)$$

$$\int_{\mathcal{V}} G(\underline{x} - \underline{x}') d\underline{x}' = 1 \quad (3.16)$$

Cette fonction de filtrage ainsi définie permet d'introduire le taux de présence de phase C_k comme étant le filtrage spatial de la fonction indicatrice de phase χ_k pour chaque phase k , telle que :

$$C_k(\underline{x}_k, t) = \langle \chi_k \rangle = \int_{\mathcal{V}} G(\underline{x} - \underline{x}') \chi_k(\underline{x}', t) d\underline{x}' \quad (3.17)$$

Ainsi, il est possible de définir le filtrage $\langle g_k \rangle$ pour toute grandeur physique g_k :

$$C_k(\underline{x}_k, t) \langle g_k \rangle = \langle \chi_k g_k \rangle = \int_{\mathcal{V}} G(\underline{x} - \underline{x}') \chi_k(\underline{x}', t) g_k(\underline{x}', t) d\underline{x}' \quad (3.18)$$

On peut remarquer ici que l'on ne peut rendre compte des fluctuations des variables physiques à une échelle inférieure à celle de la maille. Des modèles peuvent être mis en forme pour tenter de rendre compte des événements qui ont lieu à des échelles très petites comme par exemple les fluctuations turbulentes, mais aussi le mouvement de bulles et de gouttes de tailles plus petites que celles des mailles.

On peut maintenant exprimer des grandeurs diphasiques filtrées $\langle \mathcal{F} \rangle$ quelconque dans un modèle à un fluide comme étant :

$$\langle \mathcal{F} \rangle = \sum C_k \langle \mathcal{F}_k \rangle \quad (3.19)$$

Il est possible de montrer que le taux de présence de phase C suit la loi de transport :

$$\frac{\partial C}{\partial t} + \langle \underline{u} \rangle \cdot \nabla C = 0 \quad (3.20)$$

Si on s'intéresse au cas particulier du tenseur des déformations, on souhaite pouvoir l'écrire sous la forme d'un champ monophasique filtré (Eq. 3.19) tel que : $\langle \underline{S} \rangle = \sum C_k \langle \underline{S}_k \rangle$. Cependant, il s'écrit sous la forme :

$$\begin{aligned} \langle \underline{S} \rangle &= \frac{1}{2} (\nabla \langle \underline{u} \rangle + (\nabla \langle \underline{u} \rangle)^T) \\ &= \sum \frac{1}{2} C_k (\nabla \langle \underline{u}_k \rangle + (\nabla \langle \underline{u}_k \rangle)^T) + \sum \frac{1}{2} (\nabla C_k + (\nabla C_k)^T) \nabla \langle \underline{u} \rangle \end{aligned} \quad (3.21)$$

$$= \sum C_k \langle \underline{S}_k \rangle + \sum \frac{1}{2} (\nabla C_k + (\nabla C_k)^T) \nabla \langle \underline{u} \rangle \quad (3.22)$$

Comme expliqué précédemment, il est donc nécessaire pour retrouver la forme 3.19 souhaitée que $\langle \underline{u}_1 \rangle = \langle \underline{u}_2 \rangle$ à l'interface, c'est-à-dire qu'il y ait glissement à l'échelle de la

maille. Ceci montre que le glissement à l'échelle de sous-maille ne peut exister et doit être pris en compte par une modélisation adaptée. Cela représente la seconde hypothèse nécessaire pour implémenter notre modèle à un fluide.

Finalement, on peut réécrire les équations de conservation pour les variables filtrées :

$$\frac{\partial \langle \rho \rangle}{\partial t} + \nabla \cdot (\langle \rho \rangle \langle \underline{u} \rangle) = 0 \quad (3.23)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \langle \rho \rangle \langle \underline{u} \rangle}{\partial t} + \nabla \cdot (\langle \rho \rangle \langle \underline{u} \rangle \langle \underline{u} \rangle) = \\ \nabla \cdot (-\langle p \rangle \underline{\underline{I}} + 2\langle \mu \rangle \langle \underline{\underline{S}} \rangle) + \langle \rho \rangle \underline{g} + 2\langle \sigma H \underline{n} \delta_s \rangle - \langle \nabla_s \sigma \delta_s \rangle \end{aligned} \quad (3.24)$$

Des hypothèses supplémentaires sont appliquées aux équations du modèle à un fluide (Eqs. 3.26 et 3.27) :

- la tension interfaciale σ est choisie constante, son gradient étant nul et le dernier membre de l'équation 3.27 disparaît. Les effets de type Marangoni ne peuvent être décrits ;
- les fluides considérés sont incompressibles ($\nabla \cdot \langle \underline{u} \rangle = 0$).

En conséquence, les équations du mouvement s'écrivent :

$$\frac{\partial C}{\partial t} + \langle \underline{u} \rangle \nabla C = 0 \quad (3.25)$$

$$\nabla \cdot \langle \underline{u} \rangle = 0 \quad (3.26)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \langle \rho \rangle \langle \underline{u} \rangle}{\partial t} + \nabla \cdot (\langle \rho \rangle \langle \underline{u} \rangle \langle \underline{u} \rangle) = \\ \nabla \cdot (-\langle p \rangle \underline{\underline{I}} + 2\langle \mu \rangle \langle \underline{\underline{S}} \rangle) + \langle \rho \rangle \underline{g} + 2\langle \sigma H \underline{n} \delta_s \rangle \end{aligned} \quad (3.27)$$

Ce système d'équations permet de décrire le mouvement d'un fluide équivalent unique ayant des propriétés physiques μ et ρ qui dépendent de l'espace et du temps et qui sont théoriquement discontinus à l'interface. Par soucis de lisibilité, dans la suite du manuscrit, les parenthèses $\langle \rangle$ indiquant le filtrage spatial des variables de l'écoulement n'apparaîtront plus.

3.3.1.3 Modélisation des contraintes visqueuses

Physiquement, il y a une discontinuité dans les paramètres physiques entre deux fluides à leur interface. Numériquement dans un modèle à un fluide, la discrétisation en des points fixes d'un maillage, ne permet pas de rendre compte de cette discontinuité dans la plupart des cas. De plus, même les approches de type VOF avec reconstruction d'interface de type *front tracking*, introduisent une épaisseur d'interface pour le calcul des propriétés physiques afin de stabiliser la résolution numérique. Les propriétés physiques du fluide dans le modèle à un fluide, s'écrivent comme une pondération par le taux de présence entre les propriétés des deux phases :

$$\rho = C\rho_1 + (1 - C)\rho_2 \quad (3.28)$$

$$\mu = C\mu_1 + (1 - C)\mu_2 \quad (3.29)$$

L'expression de la densité ρ est bien adaptée pour modéliser au niveau discontinu, une interface au niveau continu car ρ est une grandeur extensive. Cependant, il n'en est pas

de même pour la viscosité μ , car n'étant pas une grandeur extensive, elle ne peut pas être modélisée, en toute rigueur, par une pondération linéaire au niveau des interfaces.

L'effet de la viscosité apparaît à travers les contraintes visqueuses $\underline{\tau} = 2\mu\underline{S}$ où $\underline{S} = (\nabla\underline{u} + (\nabla\underline{u})^T)/2$ est le tenseur des déformations. A l'interface, les contraintes tangentielles doivent être continues en l'absence d'effet Marangoni ($\nabla_s\sigma = 0$). Benkenida (1999) montre que pour respecter cette condition de continuité des contraintes tangentielles, il est nécessaire d'introduire, en plus de la viscosité dite "linéaire" (Eq. 3.29), un coefficient supplémentaire, dit "harmonique" : $\kappa = \mu_1\mu_2/(C\mu_2 + (1-C)\mu_1)$. L'auteur donne alors l'expression correcte des contraintes visqueuses, telles que :

$$(\tau_{ij})_h = \tau_{ij} + \tilde{\tau}_{ij} = 2\mu S_{ij} + (\kappa - \mu)[S_{ik}n_kn_j + S_{jk}n_kn_i - S_{km}n_kn_mn_in_j] \quad (3.30)$$

On appelle ce modèle de représentation des effets visqueux "modèle de viscosité harmonique", en opposition à la représentation la plus courante dite "modèle de viscosité linéaire". Ces deux modèles sont indépendamment disponibles dans l'outil numérique JADIM et sont testés dans la suite du document pour le calcul du taux de dissipation au niveau de l'interface (Ch. 5).

3.3.1.4 Modélisation des effets capillaires

La force associée aux effets capillaires est représentée dans l'équation de conservation de la quantité de mouvement par : $\underline{F}_\sigma = \langle \sigma 2H \underline{n} \delta_s \rangle$. Le filtrage spatial a transformé une force originellement surfacique en une contribution moyenne sur un volume. La méthode couramment utilisée pour résoudre le terme capillaire est le "Continuum Surface Force" (CSF) proposé par Brackbill *et al.* (1992). Il s'agit d'étaler l'effet capillaire dans le volume correspondant au volume diffusé de l'interface. A partir de la définition de C , il est possible de montrer que : $\langle \underline{n} \delta_s \rangle = \nabla C$. On peut alors définir la normale moyenne à l'interface : $\langle \underline{n} \rangle = -\nabla C / \|\nabla C\|$ et la courbure moyenne varie : $\langle 2H \rangle = \nabla \cdot \langle \underline{n} \rangle$. La force capillaire apparaît donc sous la forme :

$$\underline{F}_\sigma = \sigma \nabla \cdot \left(\frac{\nabla C}{\|\nabla C\|} \right) \nabla C \quad (3.31)$$

C'est sous cette forme qu'elle est résolue. A noter que la discrétisation de ce terme introduit l'apparition de champs de vorticité parasités (*Spiririous current*) dont il est possible de diminuer l'intensité par filtrage du taux de présence utilisé pour la discrétisation de 3.31 (Benkenida (1999), Lafaurie *et al.* (1994)).

3.3.2 Résolution numérique des équations de Navier-Stokes

3.3.2.1 Discrétisation spatiale

Les équations 3.26 et 3.27 sont discrétisées sur un maillage à variables décallées par une méthode de type Volumes Finis du second ordre. Ces équations sont intégrées sur chaque volume élémentaire \mathcal{V} , borné par une surface fermée Γ . A chaque composante de vitesse correspond un volume élémentaire d'intégration diff rent : respectivement suivant les directions Ox , Oy et Oz correspondent les volumes élémentaires \mathcal{V}_{u_x} , \mathcal{V}_{u_y} et \mathcal{V}_{u_z} centrés sur les points de calcul des vitesses u_x , u_y et u_z (Fig 3.1). La pression, le taux de présence de phase et tous les autres scalaires sont intégrés sur \mathcal{V}_p , centré sur le point de calcul de la pression p . Le choix d'un maillage à variables décalées permet une estimation précise des

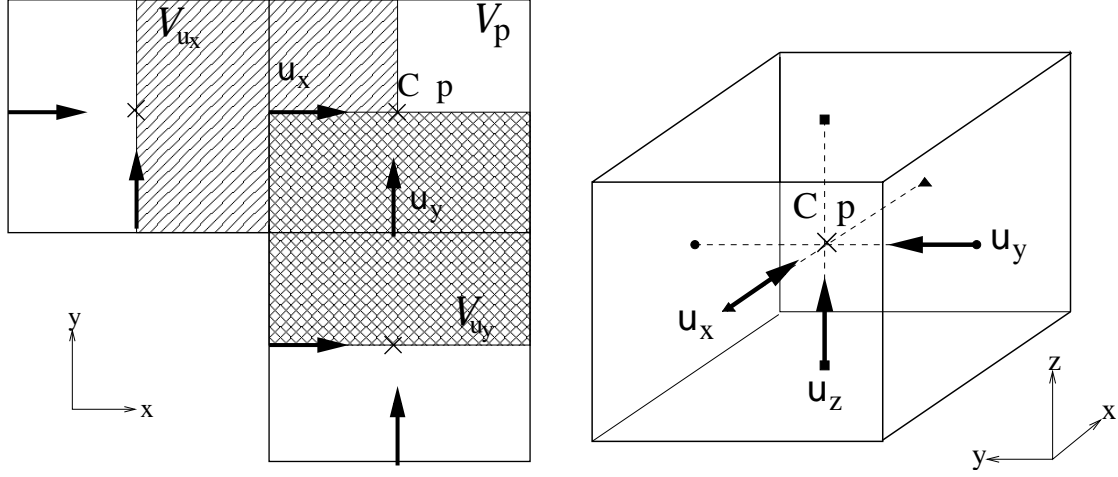


FIG. 3.1 – Position des noeuds de pression, de vitesse et de taux de présence de phase sur un maillage décalé, en deux et trois dimensions

flux sur les facettes des volumes d'intégration ainsi qu'un bon couplage vitesse-pression lors de l'étape de projection pour le calcul de la pression.

Le système d'équations s'écrit alors, dans le système de coordonnées curvilignes orthogonales $\underline{\xi}$:

$$\int_{\Gamma} u_i n_i d\Gamma = 0 \quad (3.32)$$

$$\begin{aligned} \int_{\mathcal{V}} \frac{\partial \rho u_i}{\partial t} d\mathcal{V} &= - \int_{\mathcal{V}} \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial \xi_i} d\mathcal{V} \\ &+ \int_{\mathcal{V}} (H_j^i u_j u_i - H_i^j u_j u_i) d\mathcal{V} - \int_{\Gamma} u_i u_j n_j d\Gamma \\ &+ \int_{\mathcal{V}} \frac{1}{\rho} (H_i^j \tau_{ij} - H_j^i \tau_{ji}) d\mathcal{V} + \int_{\Gamma} \frac{1}{\rho} \tau_{ij} n_j d\Gamma \\ &+ \int_{\mathcal{V}} \frac{1}{\rho} (H_i^j \tilde{\tau}_{ij} - H_j^i \tilde{\tau}_{ji}) d\mathcal{V} + \int_{\Gamma} \frac{1}{\rho} \tilde{\tau}_{ij} n_j d\Gamma \\ &+ \int_{\mathcal{V}} g_i d\mathcal{V} + \int_{\mathcal{V}} \frac{1}{\rho} F_{\sigma_i} d\mathcal{V} \end{aligned} \quad (3.33)$$

où \underline{n} est le vecteur normal à la surface fermée Γ . Le symbole H_i^j désigne le facteur de courbure de la coordonnée i dans la direction j (Rivero (1991), Legendre (1996)).

On rappelle que $\underline{\tau}$ représente les contraintes dans un modèle de viscosité dit linéaire et $\underline{\tilde{\tau}}$ la composante supplémentaire ajoutée aux contraintes lorsque l'on utilise un modèle de viscosité dit "harmonique". Le tenseur des contraintes visqueuses, en notation indicelle, s'écrit en coordonnées curvilignes orthogonales :

$$\tau_{ij} = \frac{\mu}{\rho} \left(\frac{\partial u_i}{\partial \xi_j} + \frac{\partial u_j}{\partial \xi_i} - H_j^i u_j - H_i^j u_i + 2H_i^k u_k \delta_{ij} \right) \quad (3.34)$$

où $\underline{\delta}$ est le tenseur de Kronecker. Toutes les dérivées spatiales sont centrées et calculées de façon à assurer une précision d'ordre 2, même si le maillage utilisé est irrégulier.

3.3.2.2 Prise en compte des effets capillaires

Afin de compléter la discrétisation spatiale des équations monophasiques, il est nécessaire de calculer une forme discrète de l'intégrale de la force \underline{F}_σ , représentation des effets capillaires sous la forme d'une force volumique (Eq. 3.31). Cette intégrale est réécrite pour appliquer le théorème de la divergence à la courbure $\nabla \cdot \underline{n}$, comme suit :

$$\int_{\mathcal{V}} \underline{F}_\sigma d\mathcal{V} = \sigma \frac{\overline{\nabla C}}{\rho} \int_{\Gamma} \frac{\nabla C}{\|\nabla C\|} \cdot \underline{n} d\Gamma \quad (3.35)$$

où $\overline{\nabla C}$ représente la valeur moyenne de ∇C sur le volume de la cellule de calcul. Les discrétisations spatiales sont réalisées à partir de différences centrées, cependant les erreurs liées à la discrétisation spatiale conduisent à des erreurs dans l'estimation de la courbure. Ces erreurs injectées dans le bilan de quantité de mouvement créent des vitesses parasites au niveau des interfaces courbes, appelées courants parasites. Ces courants peuvent être atténués en remplaçant dans le terme représentatif des effets capillaires, le taux de présence de phase réel local C par un taux de présence lissé \hat{C} obtenu par moyenne pondérée avec les taux de présence de phase voisins de la cellule de calcul considérée (Popinet and Zaleski (1999)). Dans les cas bidimensionnels, ce lissage s'écrit :

$$\hat{C} = 3/4 C_{i,j} + (C_{i+1,j} + C_{i-1,j} + C_{i,j+1} + C_{i,j-1})/4$$

Cette procédure de lissage rend les gradients de \hat{C} plus homogènes et limite la génération de courants parasites. Il est nécessaire de réaliser plusieurs fois cette opération de lissage et 4 à 10 lissages sont souvent nécessaires (Benkenida (1999), Bonometti (2005)). Plus récemment, Dupont (2007) a montré l'effet du lissage sur le calcul du saut de pression capillaire à l'interface.

3.3.2.3 Discrétisation temporelle

Les termes advectifs et la contribution des forces extérieures telles que la gravité, sont traités par un schéma de Runge-Kutta à trois pas fractionnaires. Ce schéma est précis à l'ordre Δt^3 et fournit une condition de stabilité très avantageuse, le CFL étant $\max(|u_x|, |u_y|, |u_z|) = \sqrt{3}$ (Canuto *et al.* (1988)).

Les termes visqueux sont calculés par un schéma semi-implicite de type Crank-Nicolson. Seul le terme $\int_{\Gamma} \frac{\partial u_i}{\partial \xi_j} n_j d\Gamma$ intervenant dans le calcul de $\int_{\Gamma} \frac{1}{\rho} \tau_{ij} n_j d\Gamma$ est traité implicitement, les autres termes étant traités de façon explicite. Ce schéma permet d'assurer une précision à l'ordre Δt^2 . L'utilisation de ce schéma semi-implicite permet d'éviter un critère de stabilité visqueux qui implique l'utilisation de pas de temps d'avancement très faibles dans le cas de maillages très fins ou de fluides très visqueux.

3.3.2.4 Calcul de la pression

La condition d'incompressibilité est satisfaite au moyen d'une méthode de projection (Peyret and Taylor (1983)). Son principe repose sur la possibilité de décomposer tout champ de vecteur en des contributions rotationnelle et potentielle. La discrétisation temporelle du bilan de quantité de mouvement s'écrit sous la forme (Calmet (1995)) :

$$\frac{u_i^{n+1} - u_i^n}{\Delta t} \mathcal{V} = - \left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial \xi_i} \right)^{n+1} \mathcal{V} + \text{Gravité} + \text{Advection} + \text{Diffusion} + \text{Effets capillaires}$$

$$(3.36)$$

l'indice n correspondant au pas de temps $t = n\Delta t$. Une estimation de \underline{u} , $\hat{\underline{u}}$ est obtenue à partir de l'expression connue de la pression à t (indice n) :

$$\frac{\hat{u}_i^{n+1} - u_i^n}{\Delta t} \mathcal{V} = - \left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial \xi_i} \right)^n \mathcal{V} + \text{Gravité} + \text{Advection} + \text{Diffusion} + \text{Effets capillaires} \quad (3.37)$$

Le champ $\hat{\underline{u}}^{n+1}$ ainsi obtenu, ne satisfait pas la condition de divergence nulle. Un potentiel auxiliaire Φ^{n+1} est donc introduit et permet de relier $\hat{\underline{u}}^{n+1}$ au champ \underline{u}^{n+1} que l'on cherche à estimer, tel que :

$$\frac{u_i^{n+1} - \hat{u}_i^{n+1}}{\Delta t} = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \Phi^{n+1}}{\partial \xi_i} \quad (3.38)$$

A l'aide de la condition d'incompressibilité : $\nabla \cdot \underline{u}^{n+1} = 0$, la divergence de l'équation 3.38 permet d'écrire une pseudo-équation de Poisson pour le potentiel Φ^{n+1} :

$$\frac{1}{\Delta t} \nabla \cdot \hat{\underline{u}}^{n+1} = \nabla \cdot \left(\frac{1}{\rho} \nabla \Phi^{n+1} \right) \quad (3.39)$$

Cette équation est résolue par une inversion directe avec un algorithme de Cholesky dans les cas bidimensionnels et par une méthode itérative dans les cas tridimensionnels. Cette méthode itérative fait intervenir la technique du Gradient Conjugé Préconditionné avec un préconditionnement de type Jacobi. Finalement, les équations 3.36 et 3.37 montrent que la pression à $t + \Delta t$ s'obtient par :

$$p^{n+1} = p^n + \Phi^{n+1} \quad (3.40)$$

La méthode de projection se résume donc en trois étapes successives :

1. Calcul de $\hat{\underline{u}}^{n+1}$ avec la résolution de l'équation 3.37 ;
2. Calcul du potentiel auxiliaire Φ^{n+1} par résolution de la pseudo-équation de Poisson 3.39 ;
3. Calcul de la pression p^{n+1} avec 3.40.

3.3.3 Résolution numérique du transport du taux de présence

Cette partie est dédiée à la présentation du calcul du taux de présence de phase permettant de suivre l'évolution de l'interface entre les fluides en présence. On peut rappeler ici que le taux de présence vaut 1 dans une phase, par exemple un gaz, 0 dans la seconde phase qui peut être un liquide et une valeur intermédiaire entre 0 et 1, dans les cellules traversées par l'interface. L'équation suivante définit l'évolution du taux de présence :

$$\frac{\partial C}{\partial t} + \underline{u} \cdot \nabla C = 0 \quad (3.41)$$

Cette dernière équation à résoudre peut s'écrire sous sa forme conservative :

$$\frac{\partial C}{\partial t} + \nabla \cdot (C \underline{u}) = 0 \quad (3.42)$$

Cette formulation permet de calculer plus précisément les flux advectifs sur les maillages à grilles décallées. Le champ de vitesse étant connu, l'équation 3.41 est résolue par un schéma proche de celui développé par Zalesak (1979) pour obtenir la solution pour le champ C . Ce type de schéma fait partie de la famille des schémas Correcteurs de Flux (Flux Corrected Transport, FCT) initialement développés pour transporter les fronts (Boris and Book (1973)).

Le schéma de résolution de l'équation 3.41 par le schéma de Zalesak génère des distorsions problématiques sur les formes des fronts (Benkenida, 1999) (Fig. 3.2). Benkenida propose une amélioration à ce modèle de résolution (Fig. 3.3). L'idée (Rudman (1997)) est de découpler complètement l'équation en 3 (ou 2 pour les cas 2D) équations unidirectionnelles, ce qui simplifie considérablement la mise en oeuvre de la technique de Zalesak et permet de s'affranchir des problèmes de distorsions. Il modifie donc le schéma pour résoudre les équations suivantes :

$$\frac{\partial C}{\partial t} + \frac{\partial Cu_x}{\partial x} = C \frac{\partial u_x}{\partial x} \quad (3.43)$$

$$\frac{\partial C}{\partial t} + \frac{\partial Cu_y}{\partial y} = C \frac{\partial u_y}{\partial y} \quad (3.44)$$

$$\frac{\partial C}{\partial t} + \frac{\partial Cu_z}{\partial z} = C \frac{\partial u_z}{\partial z} \quad (3.45)$$

Ces équations sont résolues successivement. L'ordre de résolution de ces équations change à chaque pas de temps par permutation circulaire afin de ne privilégier aucune direction.

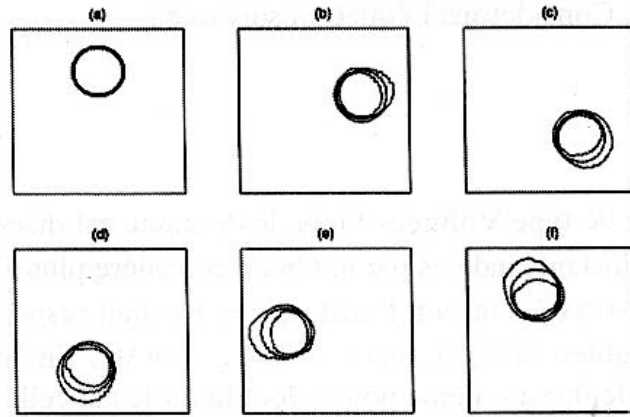


FIG. 3.2 – Rotation solide d'un disque par résolution de l'équation de transport du taux de présence de phase 3.41 (Benkenida (1999)). Iso-contours de $C=0,025; 0,5; 0,975$.

La méthode de résolution des équations 3.43, 3.44 et 3.45 étant identique, nous présenterons uniquement le traitement d'une équation unidirectionnelle (Eq. 3.43). En intégrant 3.43 sur un volume élémentaire centré tel que : $\mathcal{V} = \mathcal{V}_p$ et en discrétisant l'équation par une méthode de type Volumes Finis, on obtient pour $C(x, t)$:

$$\frac{C_i^{n+1} - C_i^n}{\Delta t} \mathcal{V} + \frac{(Cu_x)_{i+1/2}^n - (Cu_x)_{i-1/2}^n}{\Delta x} \mathcal{V} = C_i^{n-1} \frac{(u_x)_{i+1/2}^n - (u_x)_{i-1/2}^n}{\Delta x} \mathcal{V} \quad (3.46)$$

où l'indice supérieur n correspond au pas de temps considéré tel que : $t = n\Delta t$ et l'indice i correspond à la position des points du maillage suivant l'axe des Ox tel que : $x = i\Delta x$.

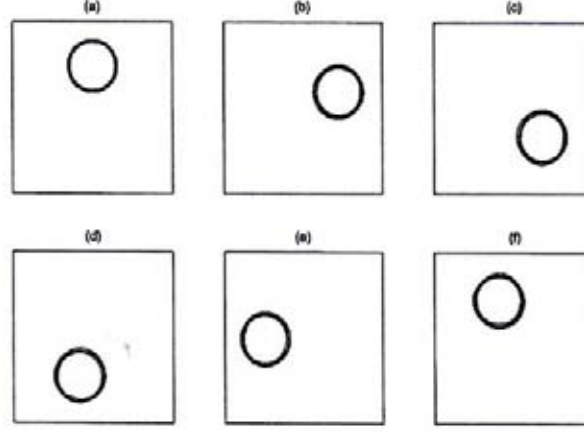


FIG. 3.3 – Rotation solide d'un disque par résolution "en sous-étapes 1D" de l'équation de transport du taux de présence de phase (Benkenida (1999)). Isocontours de $C=0,025; 0,5; 0,975$.

L'introduction du décalage $1/2$ sur l'indice i de l'abscisse x , vient du décalage entre les positions de C_i et de $(u_x)_i$. En posant $F = Cu_x \Delta t / \Delta x$, le flux à travers une frontière de la cellule de calcul, l'équation devient :

$$C_i^{n+1} = C_i^n - (F_{i+1/2}^n - F_{i-1/2}^n) + C_i^n \frac{(u_x)_{i+1/2}^n - (u_x)_{i-1/2}^n}{\Delta x} \Delta t \quad (3.47)$$

Le flux F conditionne le caractère dissipatif ou dispersif du schéma. Dans les schémas FCT, F est estimé en utilisant la somme de deux flux : FL dit d'ordre faible, rendant le schéma dissipatif mais stable et FH dit d'ordre élevé, le rendant dispersif mais instable. Le flux peut donc s'exprimer comme une pondération entre une partie "diffusive" FL et une partie "anti-diffusive" FH :

$$F_{i+1/2}^n = m_i + 1/2 FH_{i+1/2}^n + (1 - m_{i+1/2}) FL_{i+1/2}^n \quad (3.48)$$

où $m_{i+1/2}$ est un coefficient de pondération compris entre 0 et 1. $FL_{i+1/2}^n$ et $FH_{i+1/2}^n$ sont définis d'après le schéma de Zalesak par :

$$FL_{i+1/2}^n = \frac{1}{2} \frac{\Delta t}{\Delta x} [((u_x)_{i+1/2}^n - |(u_x)_{i+1/2}^n|) C_{i+1}^n + ((u_x)_{i+1/2}^n + |(u_x)_{i+1/2}^n|) C_i^n] \quad (3.49)$$

$$FH_{i+1/2}^n = \frac{\Delta t}{\Delta x} \left[\frac{553}{840} (C_{i+1}^n + C_i^n) - \frac{139}{840} (C_{i+2}^n + C_{i-1}^n) + \frac{29}{840} (C_{i+3}^n + C_{i-2}^n) - \frac{1}{128} (C_{i+4}^n + C_{i-3}^n) \right] \quad (3.50)$$

On remarque que si $m_i + 1/2 = 0$, le schéma est égal à un schéma FCT de type centré amont. On note aussi que FH est estimé à l'ordre 8 lorsque les mailles sont régulières et dégénère à 4 sinon. Les maillages non-uniformes sont donc source de plus de dissipation numérique que les maillages uniformes.

Pour déterminer les coefficients $m_{i+1/2}^n$ jusqu'ici inconnus, il est nécessaire de calculer FL et FH dans un premier temps. Quatre étapes sont alors nécessaires :

1. Tout d'abord, on procède à une étape dite de "transport-diffusion" en réinjectant les solutions FL dans l'équation 3.47 :

$$\hat{C}_i = C_i^n - (FL_{i+1/2}^n - FL_{i-1/2}^n) + C_i^n \frac{(u_x)_{i+1/2}^n - (u_x)_{i-1/2}^n}{\Delta x} \Delta t \quad (3.51)$$

On calcule alors deux coefficients locaux C_i^{max} et C_i^{min} tels que :

$$C_i^{min} = \max(C_{i-1}^a, C_i^a, C_{i+1}^a) \quad (3.52)$$

$$C_i^{max} = \max(C_{i-1}^b, C_i^b, C_{i+1}^b) \quad (3.53)$$

avec $C_i^a = \min(C_i^n, \hat{C}_i)$ et $C_i^b = \max(C_i^n, \hat{C}_i)$.

2. On procède ensuite à une étape dite "d'anti-diffusion" en calculant Φ qualifié de "flux anti-diffusif", tel que :

$$\Phi_{i+1/2} = s_{i+1/2} \max[0, \min\{|FH_{i+1/2}^n - FL_{i+1/2}^n|, s_{i+1/2}(\hat{C}_i - \hat{C}_{i-1}), s_{i+1/2}(\hat{C}_{i+2} - \hat{C}_{i+1})\}] \quad (3.54)$$

avec $s_{i+1/2} = \text{signe}(\hat{C}_{i+1} - \hat{C}_i)$

3. La troisième étape revient à calculer les grandeurs suivantes :

$$P_i^+ = \max(0, \Phi_{i-1/2}) - \min(0, \Phi_{i+1/2}) \quad (3.55)$$

$$Q_i^+ = C_i^{max} - \hat{C}_i \quad (3.56)$$

$$R_i^+ = \begin{cases} \min(1, Q_i^+/P_i^+) & \text{si } P_i^+ > 0 \\ 0 & \text{si } P_i^+ = 0 \end{cases} \quad (3.57)$$

$$P_i^- = \max(0, \Phi_{i+1/2}) - \min(0, \Phi_{i-1/2}) \quad (3.58)$$

$$Q_i^- = \hat{C}_i - C_i^{min} \quad (3.59)$$

$$R_i^- = \begin{cases} \min(1, Q_i^-/P_i^-) & \text{si } P_i^- > 0 \\ 0 & \text{si } P_i^- = 0 \end{cases} \quad (3.60)$$

4. Les coefficients $m_{i+1/2}$ sont déterminés tels que :

$$m_{i+1/2} = \begin{cases} \min(R_{i+1}^+, R_i^-) & \text{si } \Phi_{i+1/2} \geq 0 \\ \min(R_i^+, R_{i+1}^-) & \text{si } \Phi_{i+1/2} < 0 \end{cases} \quad (3.61)$$

Le schéma utilisé pour le transport du taux de présence de phase est d'ordre 2 en espace et d'ordre 1 en temps (Benkenida (1999)).

3.4 Eléments de validation de l'outil

Le code numérique JADIM a été principalement utilisé pour étudier par exemple la dynamique de bulles ou de gouttes ($O(1 \text{ mm})$), de poches dans des écoulements en conduites ($O(1 \text{ cm})$), c'est-à-dire pour l'étude d'écoulements diphasiques à petites échelles. De nombreuses études avec JADIM ont montré la pertinence du code à reproduire la dynamique d'écoulements diphasiques. Nous avons retenu ici trois tests pertinents pour notre étude.

3.4.1 Mouvement d'une bulle

Tout d'abord, Benkenida (1999) montre un résultat important sur la résolution minimale nécessaire pour décrire la dynamique d'un écoulement. Pour cela, il simule avec différentes résolutions l'ascension d'une bulle dans un fluide au repos. Il montre qu'un

minimum de 6 mailles est nécessaire en simulation directe pour estimer raisonnablement la mise en mouvement de la bulle (Fig. 3.4). Cette information sera pertinente pour notre étude car le déferlement génère une cascade d'échelles qui varient de la longueur de l'onde aux tailles millimétriques (bulles d'air entraînées). On voit ainsi que les bulles de plus petites échelles que les mailles ne sont pas mises en mouvement correctement. Leur agitation induite est aussi sous-estimée.

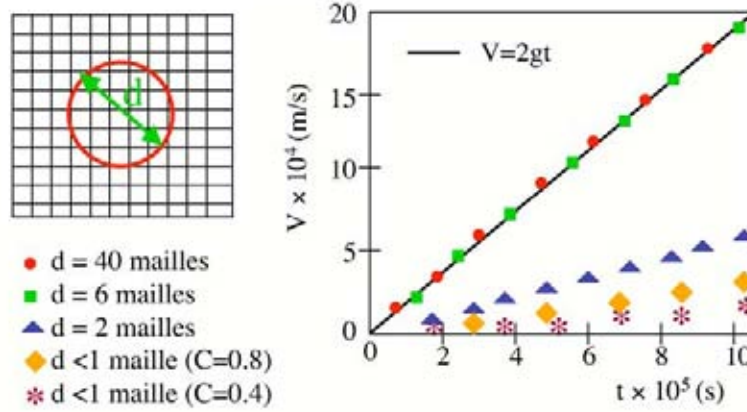


FIG. 3.4 – Mise en mouvement d'une bulle en ascension dans un fluide au repos pour différentes résolutions (Benkenida (1999)).

3.4.2 Écoulement de Poiseuille

Le modèle de viscosité harmonique a été testé sur un écoulement de Poiseuille diphasique (Benkenida (1999), Bonometti (2005)) pour lequel les effets visqueux jouent un rôle central. Deux fluides au repos sont superposés dans une boîte carrée de côté L , le fluide 1 étant placé en dessous du fluide 2 ($\rho_1/\rho_2 = 1$, $\mu_1/\mu_2 = 50$ et $\sigma = 0$). La mise en mouvement des deux fluides est engendrée par un gradient de pression. Le profil vertical de vitesse est mesuré lorsque l'écoulement est établi et comparé au profil théorique. On remarque sur la figure 3.5 que le profil vertical de vitesse obtenu avec un modèle de viscosité linéaire est proche du champ théorique mais que celui obtenu avec un modèle de viscosité harmonique est identique au champ théorique. Cet exemple montre bien la pertinence du modèle de viscosité harmonique pour des écoulements cisailés. On note que l'erreur commise avec le modèle de viscosité linéaire est cependant raisonnable ($\sim 5\%$).

3.4.3 Onde de gravité non-déferlante

Benkenida (1999) réalise des simulations de transport d'une onde sinusoïdale de faible amplitude ($\epsilon = 2a/\lambda = 0, 17$, avec ϵ : la cambrure, a : l'amplitude, λ : la longueur d'onde). Les fluides utilisés pour représenter l'eau et l'air ont des viscosités très faibles et des rapports de densité de $\bar{\rho} = \rho_L/\rho_G = 10$ et 100 . En relevant la pulsation des ondes simulées pour des nombres d'onde fixés, il montre un bon accord entre la relation de dispersion théorique linéaire et les résultats numériques pour un minimum de 50 mailles dans la longueur d'onde (Fig. 3.6).

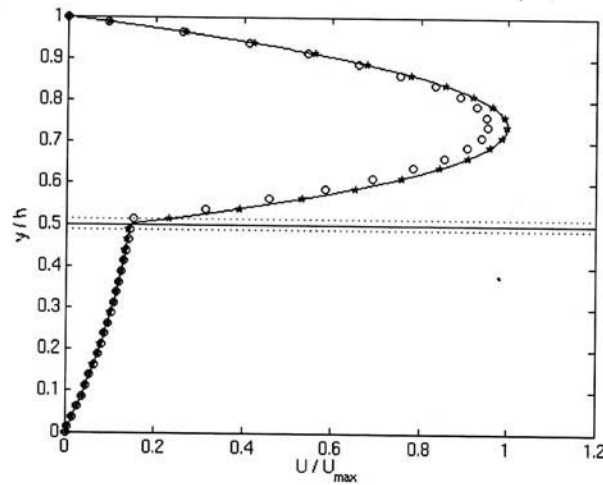


FIG. 3.5 – Profil de vitesse dans un écoulement de Poiseuille à deux couches, permanent. — : solution analytique; \circ : modèle de viscosité linéaire; \star : modèle de viscosité harmonique; — horizontal : iso-contour $C = 0,5$; ... : région de transition (Benkenida (1999)).

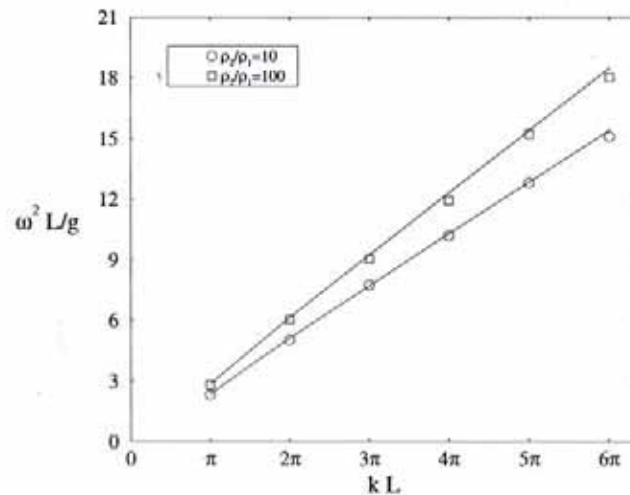


FIG. 3.6 – Pulsation par des ondes de gravité. — : théorie linéaire (Benkenida (1999)).

D'autres tests ont par ailleurs montré que l'équation de dispersion de l'onde gravitaire est correctement décrite, même si l'amplitude de l'onde est inférieure à la taille de la maille (Vaillard (2002)).

3.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les différentes méthodes numériques généralement utilisées pour décrire le déferlement des vagues. Les avantages et inconvénients de chaque méthode sont discutés. Notre choix est de simuler le déferlement en simulation directe à l'aide d'une méthode Volume Of Fluid sans reconstruction d'interface. Le code numérique JADIM a ensuite été présenté. Enfin, quelques exemples de validation de JADIM, pertinents pour notre étude du déferlement, ont été reportés.

Chapitre 4

ETUDE COMPARATIVE DE DEFERLEMENT

4.1 Introduction

Avant d'aborder le coeur de ce travail, nous avons réalisé deux simulations préliminaires permettant de comparer nos résultats avec ceux de la littérature. Pour cela, deux configurations d'ondes déferlantes en milieu profond et peu profond ont été testées. La première configuration est celle d'une onde solitaire déferlant sur un récif immergé étudiée auparavant par Yasuda *et al.* (1997)) avec une méthode BIEM. La seconde est une onde de Stokes instable en milieu infiniment profond. Cette configuration est identique à celle proposée par Chen *et al.* (1999) utilisant une méthode VOF avec reconstruction d'interface (code SURFER) et permet des comparaisons quantitatives précises. Ces cas tests ont fait l'objet d'une publication dans un congrès (Duval *et al.* (2004)) qui figure en annexe (Annexe A).

4.2 Déferlement d'une onde solitaire

On se propose d'étudier l'évolution d'un soliton se propageant vers un récif immergé, en reprenant la configuration proposée par Yasuda *et al.* (1997). La condition initiale est une onde solitaire du 9^{ème} ordre (Fenton (1972)). La phase gazeuse est initialement au repos. Les paramètres adimensionnels choisis sont ceux proposés par Yasuda *et al.* (1997) pour générer un déferlement plongeant :

$$\begin{aligned}\frac{R}{h} &= 0,6 \\ \frac{a}{h} &= 0,5\end{aligned}$$

où a représente l'amplitude du soliton, h la hauteur de la surface d'eau non perturbée et R la hauteur de l'obstacle (Fig. 4.1). Les valeurs choisies pour ces grandeurs sont $a = 0,22$ m, $h = 0,43$ m et $R = 0,26$ m, les fluides étant l'eau et l'air ($\rho_L = 10^3$ kg m⁻³, $\rho_G = 1$ kg m⁻³, $\mu_L = 10^{-3}$ kg m⁻¹ s⁻¹ et $\mu_G = 10^{-5}$ kg m⁻¹ s⁻¹). Un domaine de calcul rectangulaire est choisi (fig.4.1), de hauteur 1,5 m pour éviter les effets de confinement et de longueur 20 m.

Dans cette configuration, le domaine complet doit être maillé. Pour pouvoir capter les petites échelles associées au déferlement, il est nécessaire d'avoir un raffinement important du maillage dans la région de déferlement. L'utilisation d'un maillage uniforme semble

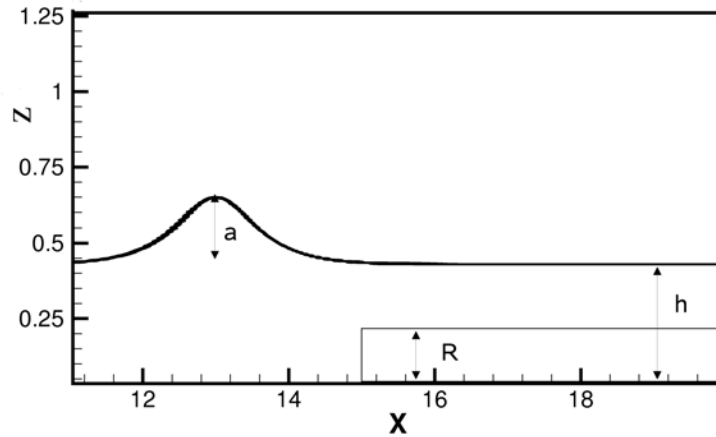


FIG. 4.1 – Problème physique étudié

inadapté à la géométrie du problème. Un maillage non-uniforme est ainsi utilisé (472x125) pour ces simulations, possédant une région centrale maillée uniformément au-dessus du récif dans la région où l'onde doit déferler. La taille des mailles décroît géométriquement en s'écartant de cette zone avec une raison de l'ordre de 0,95. Le raffinement minimum est $\Delta x = 0,01$ m et $\Delta z = 0,005$ m. Ce maillage a l'avantage d'augmenter la résolution dans la zone de déferlement mais nécessite la connaissance préalable de cette région. La zone de raffinement est positionnée suivant l'axe des X , entre le début du récif et l'abscisse 18 m, où l'on s'attend à voir le soliton déferler et suivant l'axe des Z , entre le sommet du récif et l'ordonnée 0,8 m.

La figure 4.2 montre l'évolution temporelle de la surface libre ($C = 0,5$) pour une onde solitaire déferlant sur un récif immergé. L'onde solitaire se transporte tout d'abord sans se déformer. Lorsque sa crête atteint le niveau de l'obstacle, l'onde se déforme, on observe une oscillation de la surface libre. Cela peut s'expliquer par l'adaptation de la vitesse de l'onde solitaire à la nouvelle profondeur locale. En effet, on remarque (Fig. 4.2) que la célérité de la crête solitaire $c = \sqrt{gh}$ se modifie après son passage sur le récif, suivant la célérité correspondant à la nouvelle profondeur. L'onde continue de se propager sur le récif en se raidissant. A $t \sim 18$ s, la face avant de l'onde est devenue quasi-verticale et l'onde se prépare à déferler. La célérité à la crête de l'onde est de l'ordre de $2,47 \text{ m s}^{-1}$, comparable à la célérité de l'onde $2,51 \text{ m s}^{-1}$. La surface libre est alors soumise à de fortes fluctuations et avant qu'un jet ne soit éjecté, l'onde se dégrade en un déferlement plus proche du déferlement glissant que du déferlement plongeant prédit par Yasuda *et al.* (1997). Ces oscillations sont certainement liées au manque de raffinement dans la région d'éjection du jet. En effet, le jet éjecté dans les simulations de Yasuda *et al.* (1997) pendant l'éjection du jet présente une longueur d'environ 1,75 cm et une largeur maximale de 2 cm. Ces échelles de longueur dans nos simulations représentent respectivement $1,75\Delta x$ et $4\Delta z$, ce qui indique une sous-résolution.

La figure 4.3 montre une comparaison entre les profils obtenus dans notre simulation et ceux obtenus par Yasuda *et al.* (1997) pendant la phase de déformation et le début du mouvement de renversement. De façon générale, la surface libre obtenue dans notre simulation est bien définie à l'avant et à l'arrière de la crête. Elle est très proche de celle montrée par Yasuda *et al.* (1997). Ensuite, pendant le raidissement de la crête de l'onde, les profils se superposent parfaitement. Des écarts apparaissent au niveau de la

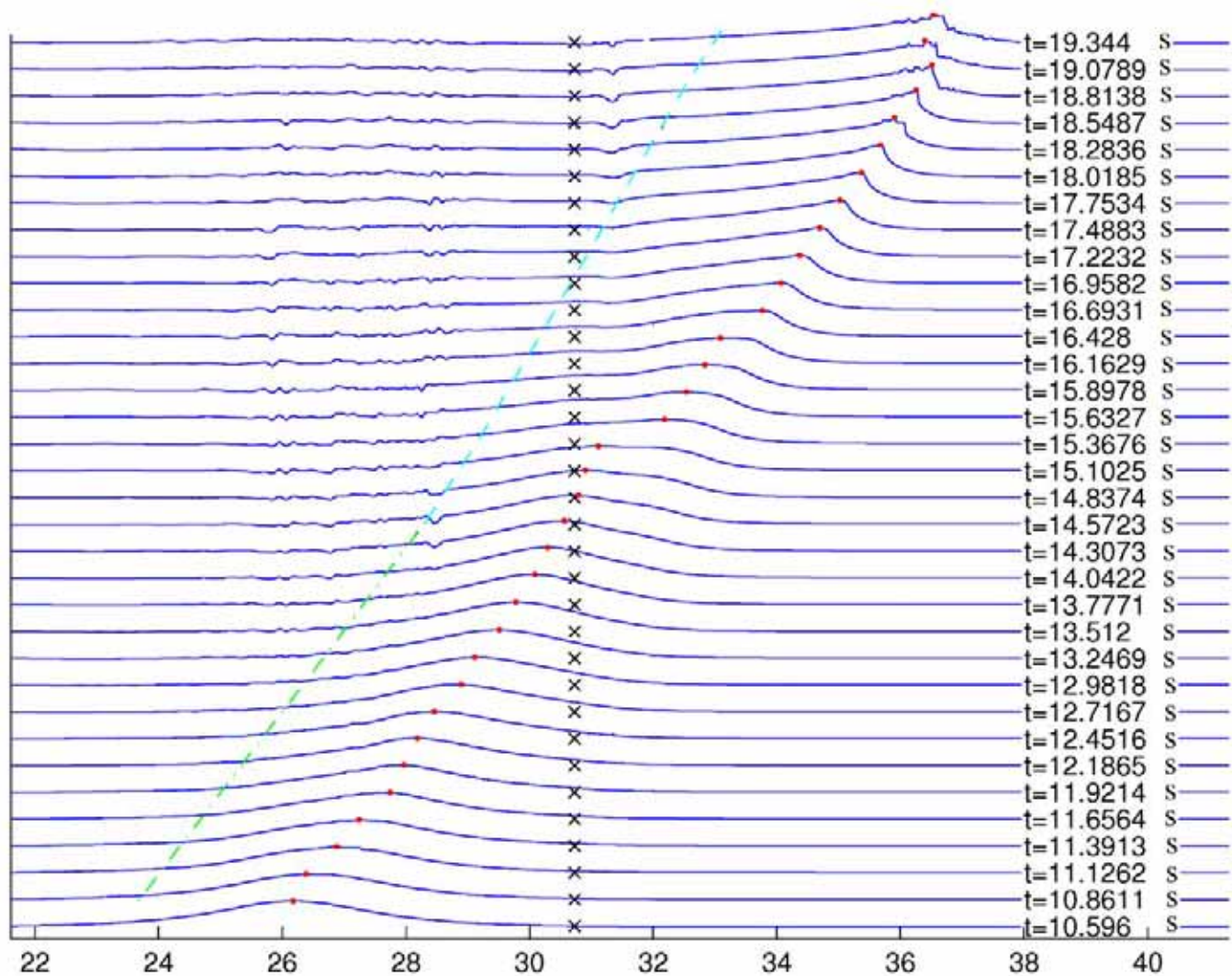


FIG. 4.2 – Evolution temporelle du profil de la surface libre ($C = 0,5$) d'une onde solitaire se propageant vers un récif immergé. — bleu : iso-contour $C = 0,5$; -- vert et bleu clair : célérité théorique de l'onde pour les deux profondeurs; • rouge : position de l'amplitude maximale de la crête; × : abscisse du récif.

crête pendant le processus de renversement, liés aux oscillations de la surface libre que observées pendant le déferlement (Fig. 4.2). L'écart maximal d'amplitude de l'onde sur le dernier profil présenté (Fid. 4.3) est cependant raisonnable et de l'ordre de 5%.

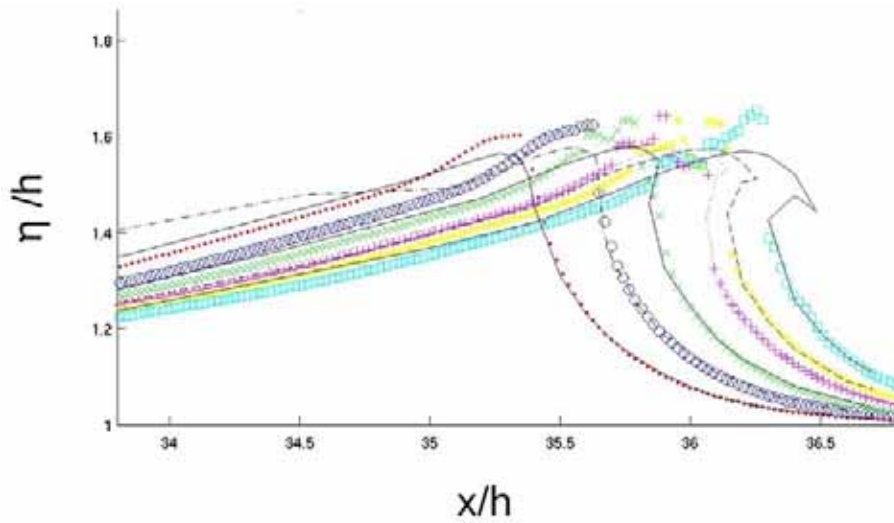


FIG. 4.3 – Profils de surface libre à différents instants pendant la déformation d'une onde solitaire se propageant sur un récif immergé. —, —, —, ... et — : profils de Yasuda *et al.* (1997) à $t = 17,81$ s, $18,02$ s, $18,20$ s, $18,37$ s, $18,46$ s et $18,61$ s ; •, ○, ×, * et □ : profils avec JADIM ($C = 0,5$) aux mêmes instants.

Il apparaît donc un accord correct entre les simulations par la méthode BIEM (Yasuda *et al.* (1997)) et les simulations avec notre code Navier-Stokes. Cependant, le manque de raffinement ne permet pas de plus amples comparaisons. L'utilisation de maillage plus fin est toujours possible afin d'avoir une meilleure caractérisation de la région de déferlement. Cependant, si l'on considère les échelles du jet dans les simulations de Yasuda *et al.* (1997) évoquées précédemment, un raffinement de l'ordre de $\Delta x = \Delta z = 10^{-3}$ m serait nécessaire pour que le jet soit composé d'une dizaine de mailles (Sect. 3.4.1).

Pour cette raison, on choisit de se placer dans une configuration plus idéale pour valider plus précisément la pertinence de notre code numérique pour décrire le déferlement.

4.3 Déferlement d'une onde de Stokes

La configuration d'une onde de Stokes d'ordre 3 proposée par Chen *et al.* (1999) a été reprise. Cette configuration est plus idéale que la configuration de Yasuda *et al.* (1997) présentée précédemment, car le maillage est concentré sur une longueur d'onde, ce qui permet avec des maillages raisonnables, d'obtenir un niveau de raffinement beaucoup plus élevé que dans le cas précédent.

La condition initiale est solution du problème potentiel et admet les champs de vitesse et pression suivants (Lamb (1932), Sect. 250) :

$$\begin{cases} p = p_0 + (kc^2 - g - k^3 c^2 \beta^2) \rho z \\ u = c\beta k \cos(kx) \exp(kz) \\ v = c\beta k \sin(kx) \exp(kz) \end{cases} \quad (4.1)$$

avec p_0 une constante de pression additive, $k = 2\pi/\lambda$ le nombre d'onde, λ la longueur d'onde, g l'accélération gravitationnelle, a l'amplitude de l'onde. La vitesse de phase c

de l'onde possède un terme correctif dépendant de la cambrure $\epsilon = ak$ en comparaison avec la célérité linéaire $c_{lin} = \sqrt{g/k}$, tel que : $c^2 = g/k(1 + \epsilon^2)$. Le coefficient β est une correction de l'amplitude prenant en compte l'ordre 3 de l'onde et défini comme solution de l'équation $\beta(1 + 9/8k^2\beta^2) = a$. La position initiale de la surface libre est définie par :

$$\eta(x, 0) = \frac{1}{2}a^2k + a\cos(kx) + \frac{1}{2}a^2k\cos(2kx) + \frac{3}{8}a^3k^2\cos(3kx) \quad (4.2)$$

Cinq nombres adimensionnels sont nécessaires pour décrire l'écoulement. Nous reprenons ici les valeurs de Chen *et al.* (1999) :

$$\left\{ \begin{array}{l} \epsilon = ak = 0,55 \\ \bar{\rho} = \frac{\rho_L}{\rho_G} = 100 \\ \bar{\mu} = \frac{\mu_L}{\mu_G} = 2,5 \\ Re = \frac{\rho_L g^{1/2} \lambda^{3/2}}{\mu_G} = 10^4 \\ B = \frac{\rho_L g \lambda^2}{\sigma} = 10^4 \end{array} \right.$$

où Re est le nombre de Reynolds, B le nombre de Bond et σ la tension de surface. Les échelles de longueur et de vitesse utilisées pour construire ces nombres adimensionnels sont respectivement λ et $\sqrt{\lambda g}$ comme dans l'étude de Chen *et al.* (1999). $\bar{\rho}$ et $\bar{\mu}$ sont respectivement le rapport de densité et de viscosité entre le liquide, indicé de L et le gaz, indicé de G .

Tout d'abord, la cambrure initiale est bien supérieure à la cambrure critique définie par Stokes : $\epsilon_c = 0,4432$ (Lamb (1932)). Cette cambrure donne a priori un caractère instable à l'onde qui devrait par conséquent déferler. Ensuite, les rapports $\bar{\rho}$ et $\bar{\mu}$ ne sont pas les rapports pour un système eau/air. De même, le Re est très bas comparé aux valeurs qu'il peut prendre par exemple dans l'océan, variant plutôt dans une gamme de 10^6 à 10^9 . Le choix de ces valeurs est justifié par Chen *et al.* (1999) comme un compromis entre la précision des simulations et les phénomènes physiques intervenant dans le processus de déferlement.

Le domaine numérique est un carré de côté λ . Une condition de périodicité est appliquée sur les parois latérales permettant à l'onde périodique d'entrer et de ressortir de la boîte de calcul en se propageant. Une condition de symétrie (glissement sans frottement) est appliquée en haut et en bas du domaine numérique. L'onde est centrée au milieu du domaine. Un maillage uniforme 512x512 est utilisé ainsi qu'un pas de temps constant $\Delta t = 10^{-4} \sqrt{\lambda/g}$, comme dans l'étude de Chen *et al.* (1999).

L'ensemble des résultats seront présentés adimensionnés avec les échelles de longueur et de vitesse : λ et $\sqrt{\lambda g}$.

4.3.1 Dynamique de l'onde

La dynamique générale du taux de présence est représentée sur les figures 4.4 et 4.5, ainsi que celle observé par Chen *et al.* (1999). Les instants représentés sont choisis en vue de correspondre à l'évolution présentée par Chen *et al.* (1999).

Tout d'abord, l'onde augmente en amplitude et se raidit pour former un front quasi-vertical (Fig. 4.4(a)) à un instant nommé usuellement instant de déferlement. Un jet de liquide est éjecté de la crête de l'onde (Fig. 4.4(c)), il se renverse et vient impacter la surface à l'avant de l'onde (Fig. 4.4(e)), entraînant une poche importante de gaz. Un jet secondaire se développe à l'abscisse du point d'impact : il a un mouvement ascendant

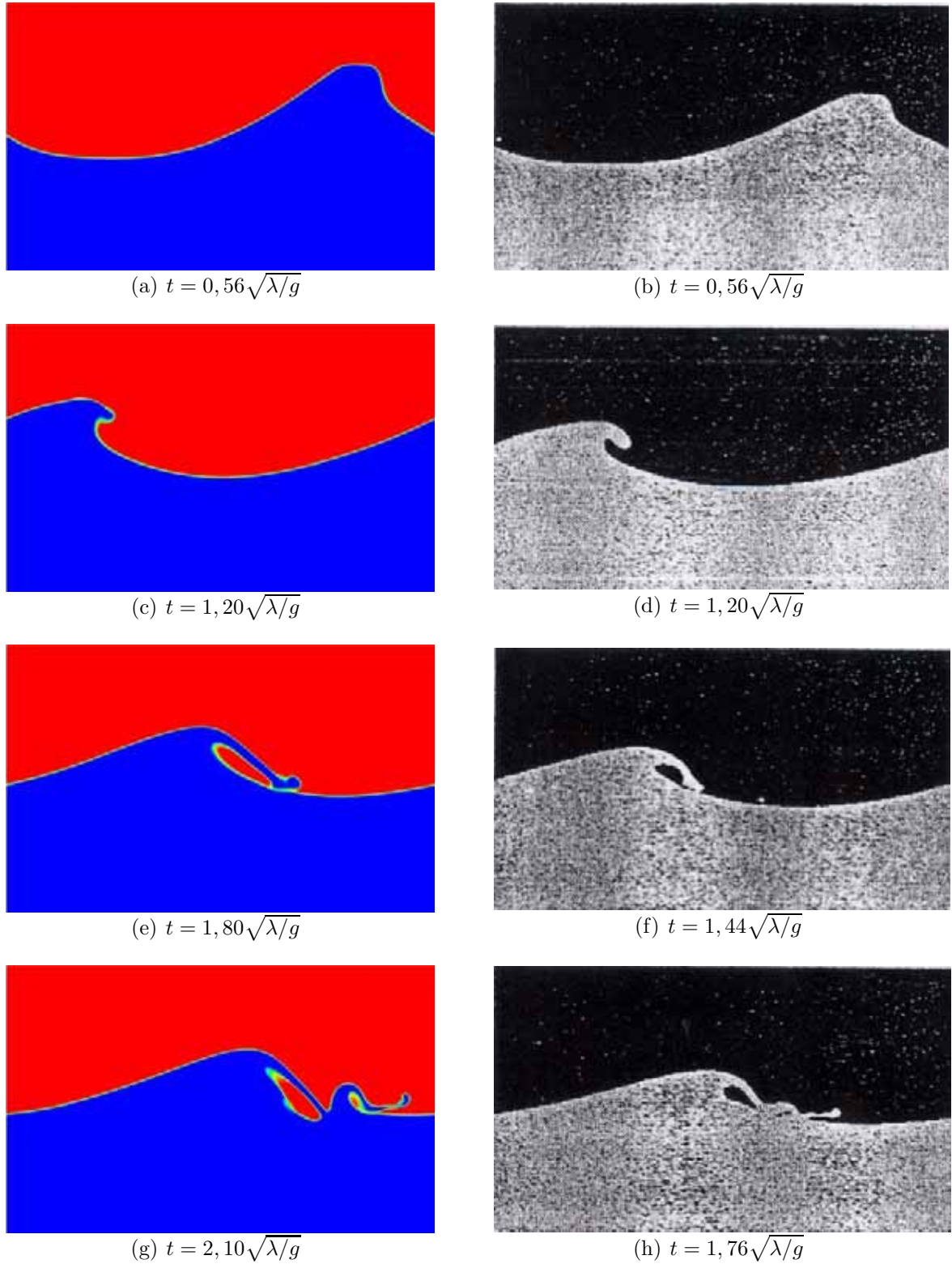


FIG. 4.4 – Distribution spatiale du taux de présence de phase C à différents instants de l'évolution d'une onde de Stokes. $0 < x/\lambda < 1$ et $0,2 < z/\lambda < 0,8$. À droite (a) (c) (e) (g) : simulation avec JADIM ; à gauche (b) (d) (f) (h) : simulation de Chen *et al.* (1999).

et sa taille augmente. Ce jet secondaire se développe et suit à son tour un mouvement de renversement. Il impacte (Fig. 4.4(g)) en entraînant une poche d'air plus petite que

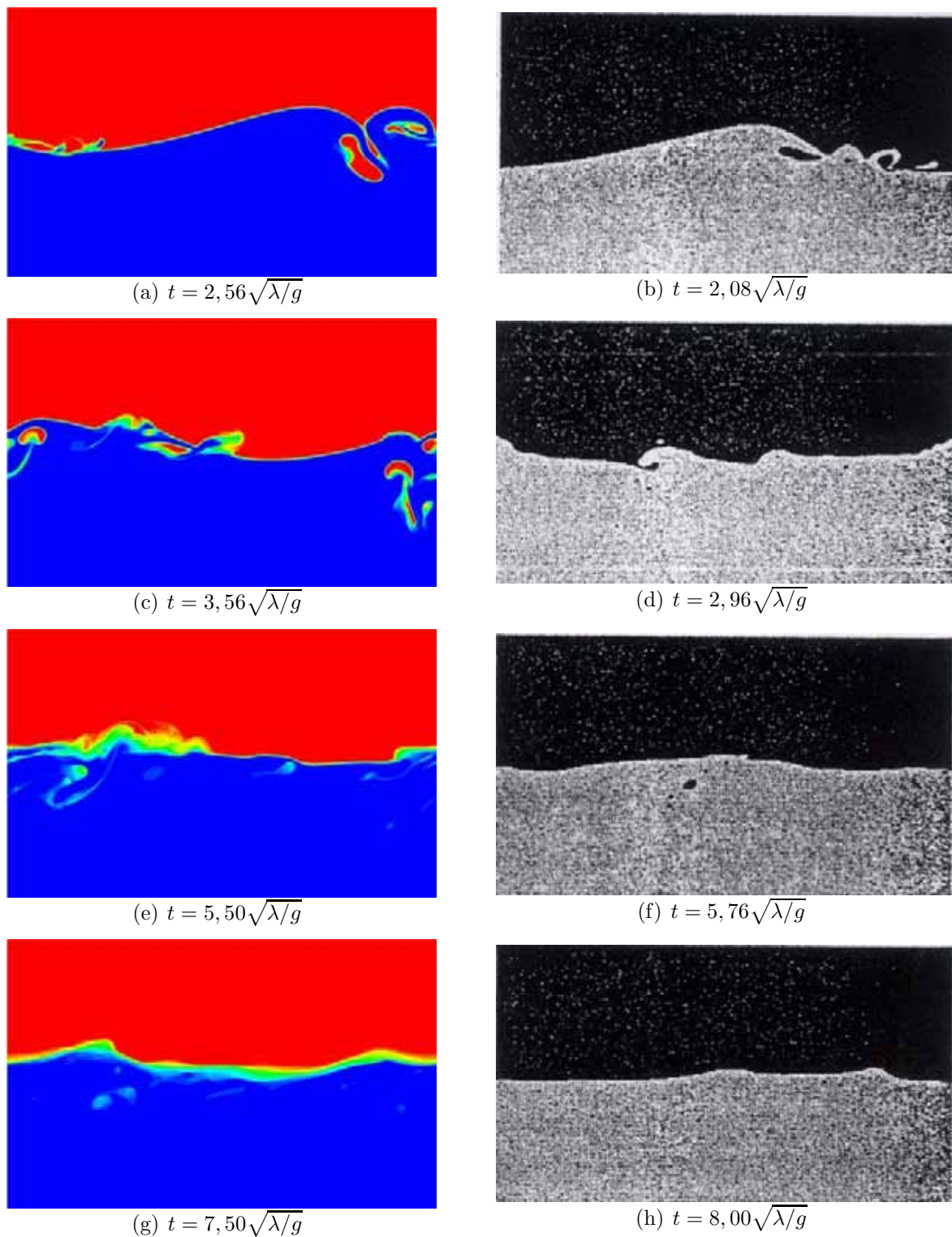


FIG. 4.5 – Suite de la figure 4.4.

celle entraînée par le jet primaire. Un jet tertiaire se forme (Fig. 4.4(g)). Dans la suite du déferlement, l'onde initiale perd en amplitude tandis que celle du jet secondaire augmente. L'onde initiale et le jet secondaire entrent en interaction et le jet secondaire se renverse sur la crête initiale (Fig. 4.5(a)). Cette interaction cause l'entraînement d'une petite bulle de gaz. Globalement la dynamique présentée ici est très proche de celle décrite par Bonmarin

(1989) et reportée sur la figure 2.25 du chapitre 2. Plus particulièrement, ce second mode d'entraînement est en accord avec l'expérience de Bonmarin (1989).

La suite de l'évolution du déferlement est plus agitée, l'onde initiale a quasiment disparu (Fig. 4.5(c)). On observe un important mélange entre les deux phases à la surface libre et de grosses zones gazeuses restent présentes dans l'eau à une profondeur maximale de l'ordre de $0,2 \lambda$, soit plus de 2 fois l'amplitude initiale de l'onde. Le mélange en surface se poursuit lentement (Figs. 4.5(e) et 4.5(g)). La surface libre jusqu'alors bien définie (Figs. 4.4(a) à 4.5(c)) devient diffuse. Les poches d'air de grosse taille contiennent un nombre de mailles suffisant pour que leur mouvement soit correctement décrit (Sect. 3.4.1), alors que dans la phase finale du déferlement les bulles dans la région de mélange eau/air sont de petite taille, inférieure à celle de la maille et nous savons que leur dynamique est alors mal décrite.

La dynamique d'ensemble est en bon accord avec les résultats de Chen *et al.* (1999) (Figs. 4.4 et 4.5), obtenus avec une méthode VOF avec reconstruction d'interface. On peut cependant remarquer que le jet éjecté a une forme plus arrondie dans la simulation de Chen *et al.* (1999) que dans la nôtre (Fig. 4.4(d) et 4.4(c)). En comparant les champs de vitesse à cet instant (Figs. 4.6(a) et 4.7(a)), on remarque que, dans notre simulation, la composante verticale de la vitesse dans le jet est moins importante que dans celle de Chen *et al.* (1999) et que les vecteurs vitesses sont orientés dans le sens de propagation de l'onde. La vitesse horizontale maximale se situe au bout du jet et est de 60% supérieure à la célérité c de l'onde. Chen *et al.* (1999) trouvent une vitesse maximale dans le jet de 45% supérieure à la célérité de l'onde (Fig. 4.7(a)), soit inférieure à la nôtre.

A partir de la phase de chute du jet (Fig. 4.4(c)), l'évolution du déferlement est plus lente dans notre simulation que dans celle de Chen *et al.* (1999). La distribution de vitesse dans le jet au début de l'éjection (Fig. 4.6(a)) a pour conséquence le développement d'un jet de forme plus allongée dans notre simulation (Figs. 4.6(b) et 4.7(b)), l'inertie dominant localement sur les effets de gravité. Le jet impacte à une abscisse plus éloignée de la crête et à une ordonnée plus basse que dans la simulation de Chen *et al.* (1999). La figure 4.6(b) montre le champ de vitesse avant l'impact. Malgré la forme du jet beaucoup plus allongée et sensiblement différente du jet dans notre simulation, le champ de vitesse est assez similaire à celui de Chen *et al.* (1999) (Fig. 4.7(b)). Ces derniers trouvent une vitesse horizontale maximale de $1,76c$ dans le jet. Dans notre simulation, la vitesse maximale horizontale est supérieure de $1,89c$ au bout du jet, pour une vitesse minimale verticale ayant doublé par rapport au début de l'éjection du jet.

L'ensemble de la dynamique du jet est plus lente dans la suite de l'évolution du déferlement et plus dynamique. En effet, lors de l'apparition du jet tertiaire (Fig. 4.5(a)), on observe une interaction entre la crête et le premier jet secondaire, qui n'apparaît pas dans la simulation de Chen *et al.* (1999). Les deux méthodes donnent des résultats similaires à $t = 8\sqrt{\lambda/g}$ (Figs. 4.5(g) et 4.5(h)), en terme de position de la surface libre.

Les figures 4.8(a) et 4.8(b) montrent les champs de vitesse obtenus dans notre simulation à l'impact du jet et lorsque le jet a pénétré la surface libre. On peut remarquer (Fig. 4.8(a)) que le jet issu de la crête semble rebondir et on constate une forte quantité de mouvement dans le sens de propagation de l'onde. Sur la figure 4.8(b), le jet a pénétré la surface libre, on notera des champs de vitesse ayant une composante verticale importante au niveau du point d'impact et l'apparition sous ce point, de deux tourbillons contra-rotatifs. On observe de fortes vitesses ascendantes, le jet secondaire formé semblant aussi nourri par le fluide sous la surface libre. Peregrine (1983) propose trois modes possibles de génération des jets secondaires (Sect. 2.6.2, Fig. 2.23). Sans pouvoir conclure de façon

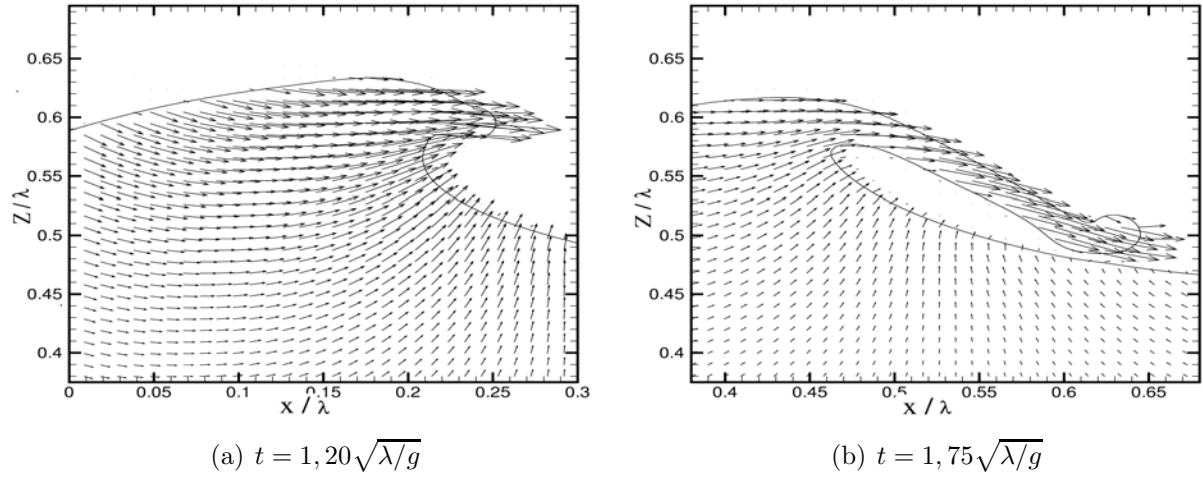


FIG. 4.6 – Champs de vitesse (a) pendant le mouvement de renversement à $t = 1,20\sqrt{\lambda/g}$: $u_{max} = 0,74\sqrt{\lambda g}$, $v_{max} = 0,24\sqrt{\lambda g}$ et $v_{min} = -0,16\sqrt{\lambda g}$ et (b) avant l'impact du jet à $t = 1,75\sqrt{\lambda/g}$ avec $u_{max} = 0,87\sqrt{\lambda g}$, $v_{max} = 0,21\sqrt{\lambda g}$ et $v_{min} = -0,34\sqrt{\lambda g}$. – : iso-contour $C = 0,5$.

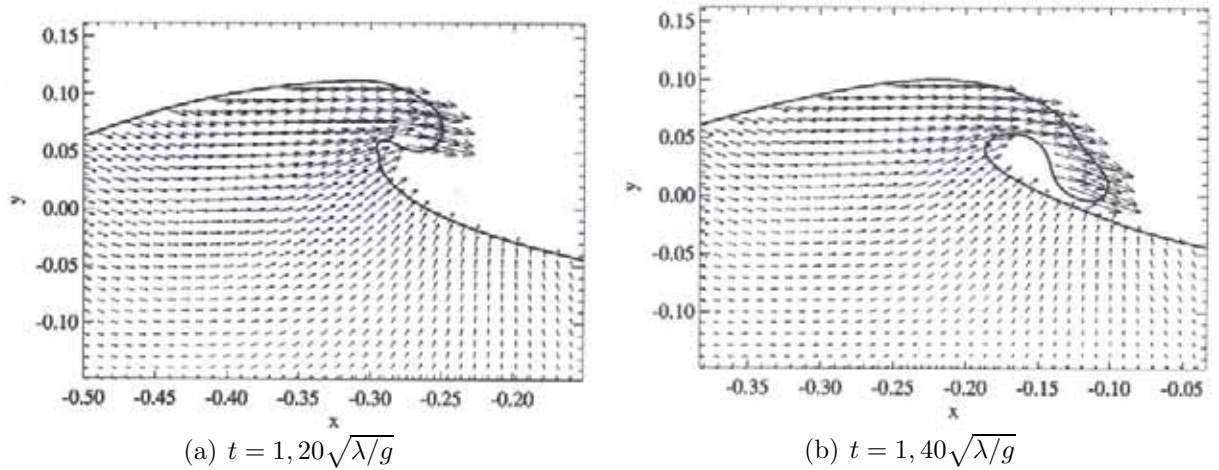


FIG. 4.7 – Champs de vitesse à deux instants de la simulation de Chen *et al.* (1999). (a) pendant le mouvement de renversement à $t = 1,20\sqrt{\lambda/g}$: $|\underline{u}_{max}| = 0,68\sqrt{\lambda g}$ avec $u_{max} = 0,67\sqrt{\lambda g}$ et (b) avant l'impact du jet sur la face avant de l'onde à $t = 1,40\sqrt{\lambda/g}$: $|\underline{u}_{max}| = 0,83\sqrt{\lambda g}$ avec $u_{max} = 0,81\sqrt{\lambda g}$.

définitive, il semblerait à la vue des champs de vitesse, à la formation du jet secondaire et après son impact (Fig. 4.8) que dans notre simulation, le mécanisme de génération du jet secondaire serait tout d'abord le rebond, soit le mode A, puis correspondrait au mode C proposé par Peregrine (1983), c'est-à-dire une combinaison entre le mode A (rebond) et le mode B (jet formé par l'eau sous l'impact du jet).

Abadie *et al.* (1998) ont montré (Fig. 2.24) ($\epsilon = 0,41$) que pour une onde de Stokes déferlant sur fond plat ($h/\lambda = 0,17$ avec h la profondeur ; $\bar{p} = 850$; $\bar{\mu} = 54$) et une valeur du nombre de Reynolds $Re = 10^4$ avec les échelles caractéristiques utilisées par Chen *et al.* (1999), que la génération du jet secondaire correspond principalement au mode B. Lubin (2004) observe le mode C (combinaison de A et B) avec les mêmes paramètres que Abadie *et al.* (1998) et une valeur du nombre de Reynolds plus élevée $Re \sim 3,2 \cdot 10^4$. Il associe cet écart à la valeur du Reynolds.

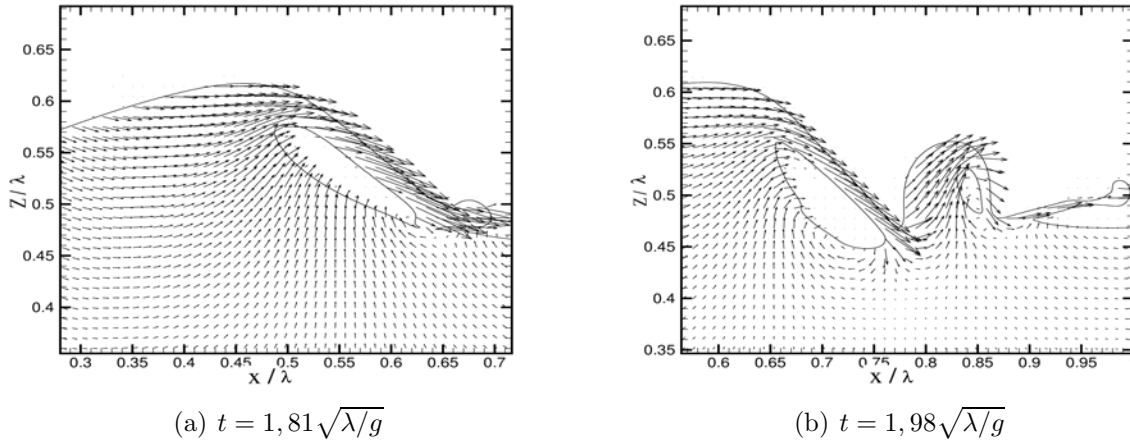


FIG. 4.8 – Champs de vitesse (a) après l’impact du jet sur la surface libre à l’avant de l’onde à $t = 1,81\sqrt{\lambda/g}$: $u_{max} = 1,10$, $v_{max} = 0,20\sqrt{\lambda/g}$ et $v_{min} = -0,35\sqrt{\lambda/g}$ et (b) après l’impact du jet secondaire à $t = 1,98\sqrt{\lambda/g}$: $u_{max} = 0,72\sqrt{\lambda/g}$, $v_{max} = 0,44\sqrt{\lambda/g}$ et $v_{min} = -0,44\sqrt{\lambda/g}$. – : iso-contour $C = 0,5$.

4.3.2 Champs de vorticité

Les champs de vorticité pendant le déferlement sont présentés sur la figure 4.9. Les champs sont adimensionnés par $\sqrt{g/\lambda}$. Dans notre simulation, le champ de vitesse initialement imposé est irrotationnel. Par conséquent, la vorticité est initialement nulle et apparaît uniquement à la surface libre et est générée par la condition de raccord à l’interface. La vorticité générée à la surface est proportionnelle à la courbure de l’interface et à la vitesse tangentielle du fluide.

Sur la figure 4.9(a), on remarque qu’un tourbillon de vorticité positive est généré dans l’air au-dessus de la crête de l’onde. De la vorticité positive est transportée dans la crête vers l’arrière de l’onde. De la vorticité négative apparaît à l’avant de l’onde, du haut du front vers le creux.

Dans le jet (Fig. 4.9(b)), de la vorticité positive est générée à la surface supérieure ainsi qu’au bout du jet éjecté et de la vorticité négative est observée à la surface libre inférieure de jet et dans la crête. Ces observations sont en accord avec les résultats de Chen *et al.* (1999).

A l’impact du jet (Fig. 4.9(c)), un maximum de vorticité négative de 140 est généré dans l’eau, dans la région d’impact. Pendant la formation du jet secondaire (Fig. 4.9(d)), des tourbillons se développent autour du gaz entraîné. Les régions de vorticité positive sont localisées dans l’air, dans les régions des fortes courbures de l’interface, les régions de vorticité négative se trouvent dans l’eau, autour du gaz entraîné. On peut donc penser qu’un des mécanismes de dissipation d’énergie est lié au cisaillement induit par l’air entraîné et par son action contre les forces de flottaisons (Lamarre and Melville (1991)). Cette séquence de structures tourbillonnaires a déjà été observée et Battjes (1988) propose une revue des travaux menés pour mettre en évidence la génération et l’importance des tourbillons pendant le déferlement.

Dans la suite du déferlement (Figs. 4.9(f) à 4.9(h)), les niveaux de vorticité diminuent et l’organisation de la vorticité devient plus complexe, tout comme la topologie de l’écoulement. A $t = 7,5\sqrt{\lambda/g}$ (Fig. 4.9(h)), l’eau possède encore des niveaux de vorticité importants avec un maximum de 65, c’est-à-dire plus de 8 fois celui de l’instant de

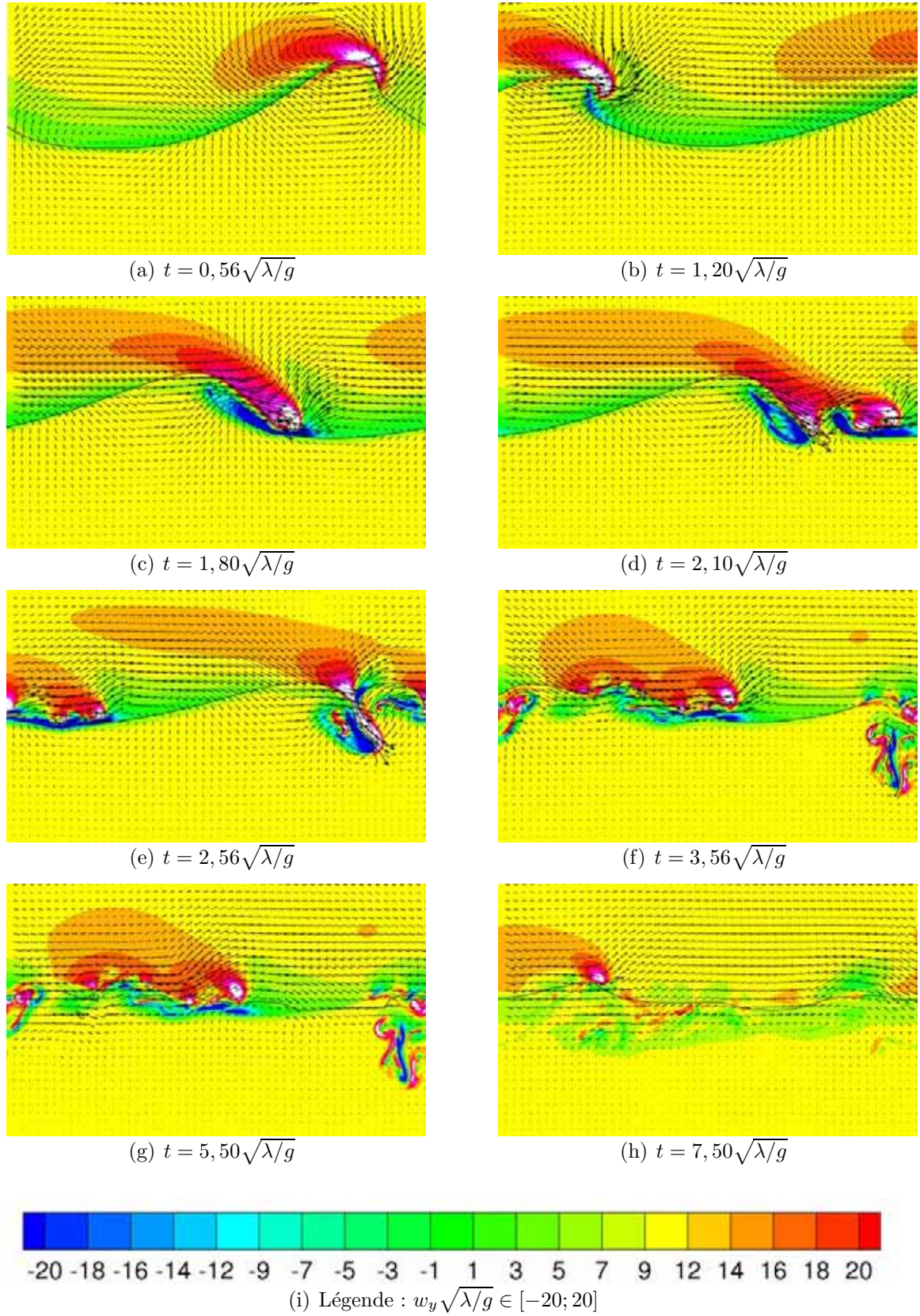


FIG. 4.9 – Distribution spatiale de la vorticité $w_y = \underline{w} \cdot \underline{e}_y$ adimensionnée par $\sqrt{g/\lambda}$, à différents instants du déferlement d'une onde de Stokes. $0 < x/\lambda < 1$ et $0,8 < z/\lambda < 0,2$; $-$: iso-contour $C = 0,5$; \rightarrow : vecteur vitesse.

déferlement.

4.3.3 Bilan d'énergie

L'énergie mécanique totale est définie comme la somme de l'énergie cinétique E_c , potentielle E_p et de l'énergie capillaire. La contribution de l'énergie associée aux effets capillaires est négligée car initialement d'un ordre de grandeur 100 fois inférieure aux autres énergies. L'énergie totale dans le liquide s'écrit $E = E_c + E_p$, avec E_p et E_c tels que :

$$E_c = \iint_L \rho \underline{u}^2 dx dz \quad E_p = \iint_L \rho g z dx dz + E_{p_0} \quad (4.3)$$

où E_{p_0} est une constante permettant d'obtenir une énergie potentielle nulle au niveau de repos du liquide Z_0 et L indique une intégration sur le liquide ($C = 0$).

Avant la formation du jet ($t < 0,56\sqrt{\lambda/g}$) (Fig. 4.10), l'énergie potentielle augmente, atteignant un maximum de $1,1E_0$ à l'instant de déferlement car l'onde croît en amplitude pendant la phase initiale de déformation, alors que l'énergie cinétique diminue et atteint un minimum à l'instant de déferlement. Entre l'instant de déferlement et l'impact du jet ($0,56 < t\sqrt{\lambda/g} < 1,80$), l'énergie potentielle diminue alors que l'énergie cinétique croît pour atteindre une valeur proche de sa valeur initiale. Les énergies cinétiques et potentielles suivent ensuite différentes oscillations pouvant être mises en lien avec la formation du jet secondaire et la suite du déferlement. Leurs oscillations sont en opposition de phase ce qui est représentatif d'échanges entre ces deux énergies. On remarque tout d'abord (Fig. 4.10),

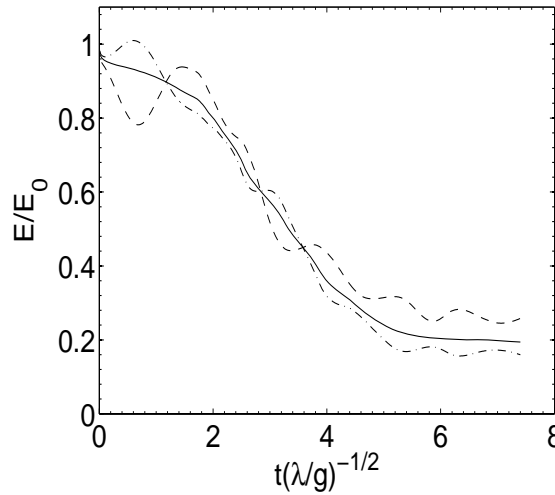


FIG. 4.10 – Evolution temporelle des énergies mécaniques intégrées dans l'eau normalisées par leur valeur initiale. — : énergie totale E ; -.- : énergie potentielle E_p ; -.- : énergie cinétique E_c .

que dans les premiers instants de la simulation, l'onde perd brutalement de l'énergie. Le champ de vitesse dans l'air étant initialement nul, une partie de la quantité de mouvement de l'eau est transmise à l'air pour sa mise en mouvement. De façon surprenante (Fig. 4.11(a)), cette chute initiale de l'énergie n'est pas observée dans la simulation de Chen *et al.* (1999). Jusqu'à l'impact du jet ($t=1,80$), l'énergie décroît exponentiellement avec un taux de décroissance adimensionnel équivalent à celui de la simulation de Chen *et al.*

(1999) de $\gamma_1 = 7,2 \cdot 10^{-2}$ (Fig. 4.11(a)). Pendant le déferlement ($1,8 < t\sqrt{\lambda/g} < 5,2$), le taux de décroissance de l'énergie totale augmente et vaut $\gamma_2 = 0,41$, valeur du même ordre de grandeur que celui de Chen *et al.* (1999) ($\gamma_2 = 0,32$). Après $t = 5,2\sqrt{\lambda/g}$, l'énergie suit une loi de puissance en $t^{0,33}$ alors que Chen *et al.* (1999) obtiennent une loi t^{-1} qui est en accord avec Rapp and Melville (1990). L'énergie totale décroît donc au cours du temps en suivant trois régimes de décroissance différents : avant, pendant et après le déferlement.

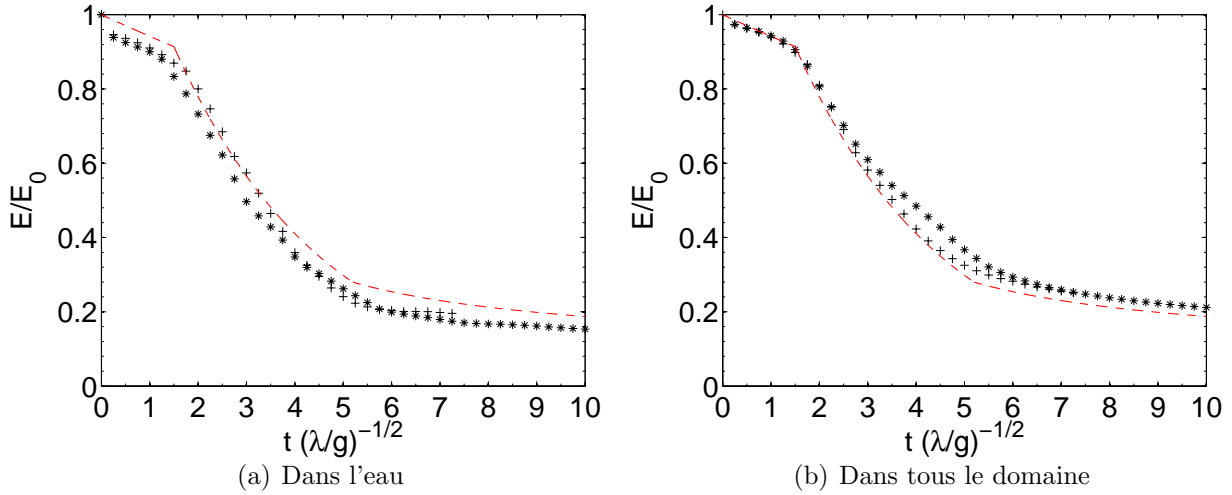


FIG. 4.11 – Evolution temporelle de l'énergie mécanique totale normalisée par sa valeur initiale (a) intégrée dans l'eau et (b) intégrée sur le domaine numérique. + : maillage 512x512; * : maillage M3 (équivalent 256x256; Ch. 6) ; -- : taux de décroissance de l'énergie obtenus par Chen *et al.* (1999) pour le maillage 512x512.

Après trois périodes (Fig. 4.11(a)), il reste 20% de l'énergie totale de l'onde initiale, qui se répartit en 27% de l'énergie cinétique, 16% d'énergie potentielle, valeurs proches de celles de la simulation de Chen *et al.* (1999) qui trouvent respectivement : 20%, 30% et 5%.

La figure 4.11(a) montre aussi l'évolution temporelle de l'énergie totale pour deux maillages. On remarque (Fig. 4.11(a)), que l'évolution temporelle de l'énergie totale est similaire quel que soit le raffinement jusqu'à l'impact du jet. On note cependant que l'impact se produit plus tôt ($t = 1,6\sqrt{\lambda/g}$) pour le maillage le moins raffiné. Le taux de décroissance observé pendant le déferlement ($1,6 < t\sqrt{\lambda/g} < 5,5$) pour le maillage le moins raffiné est plus proche de celui de Chen *et al.* (1999) : $\gamma_2 = 0,34$. Après $t = 5,5\sqrt{\lambda/g}$, la décroissance de l'énergie temporelle suit une loi de puissance $t^{-0,54}$, plus rapide que celle observée pour le maillage le plus raffiné mais toujours plus lente que celle observée par Chen *et al.* (1999).

Enfin, l'évolution de l'énergie totale intégrée sur l'ensemble du domaine est représentée sur la figure 4.11(b). On remarque que pour le maillage le plus raffiné, identique à celui de Chen *et al.* (1999), l'accord est quasi-parfait, avec un écart d'environ 1% sur le niveau final d'énergie totale. Ce résultat est surprenant et semble montrer que dans la simulation de Chen *et al.* (1999), l'air est moins dynamique que dans la nôtre.

Chapitre 5

VALIDATION DU CALCUL DE LA DISSIPATION

5.1 Introduction

Dans notre étude, nous nous intéressons à la dissipation d'énergie par le déferlement. Avant toute chose, il est donc nécessaire de s'assurer de la validité du calcul du taux de dissipation avec notre méthode numérique. Nous exposons tout d'abord, les problèmes liés au calcul de la dissipation.

Modèles de viscosité

Le taux de dissipation d'énergie D s'exprime en fonction de la viscosité dynamique μ et des composantes du tenseur des déformations $S_{ij} = 1/2(\partial u_i/\partial x_j + \partial u_j/\partial x_i)$ tel que :

$$d = 2\mu S_{ij}S_{ij} \quad (5.1)$$

Dans une approche macroscopique, la viscosité est discontinue au travers d'une surface libre, elle passe d'une valeur μ_L dans un liquide à une valeur μ_G dans un gaz. Cette discontinuité est difficile à discrétiser car la viscosité μ est à évaluer dans les régions interfaciales correspondant à une proportion donnée de liquide et de gaz.

Dans le code JADIM, deux modèles de viscosité sont implémentés pour caractériser les régions interfaciales. Le modèle le plus simple correspond à une distribution linéaire de μ avec la proportion de chacune des phases liquide et gazeuse :

$$\mu = C\mu_G + (1 - C)\mu_L \quad (5.2)$$

où on rappelle que le taux de présence de phase vaut 0 dans le liquide et 1 dans le gaz. On note que ce modèle est mal adapté au niveau d'une interface car la viscosité n'est pas une quantité extensive et ne peut pas par conséquent physiquement se sommer (Sects. 3.3.1.3 et 3.4.2). Le second modèle implémenté dans JADIM, nommé modèle de viscosité harmonique, se caractérise par un terme additionnel dans le calcul des contraintes permettant la continuité des contraintes tangentielles à une interface et la discontinuité de la viscosité de part et d'autre de cette interface au niveau discret :

$$(\tau_{ij})_h = 2\mu S_{ij} + (\kappa - \mu)[S_{ik}n_kn_j + S_{jk}n_kn_i - S_{km}n_kn_mn_in_j] \quad (5.3)$$

où μ est la viscosité dite "linéaire", définie dans l'équation 5.2, et $\kappa = \frac{\mu_G\mu_L}{(1-C)\mu_G + C\mu_L}$ une contribution additionnelle assurant la parfaite continuité des contraintes tangentielles.

L'interpolation de la viscosité en région interfaciale pouvant être une source d'erreur dans l'estimation de la dissipation, les deux modèles de viscosité sont testés en vérifiant la continuité des contraintes tangentielles au travers d'une interface et permettre de choisir le modèle le mieux adapté.

Interpolations dans l'estimation de la dissipation

La bonne estimation de la dissipation au niveau des interfaces repose sur l'interpolation locale des gradients et de la viscosité. Il est important de rappeler que dans le code JADIM, le choix d'un maillage à grilles décalées entre le champ de pression et les champs de vitesse, a été fait (Fig. 5.1) pour la discrétisation spatiale des équations de Navier-Stokes (Sect. 3.3.2.1). Cette distribution des champs permet un calcul précis des gradients de vitesse et donc des contraintes intervenant dans le bilan de quantité de mouvement (Fig. 5.2).

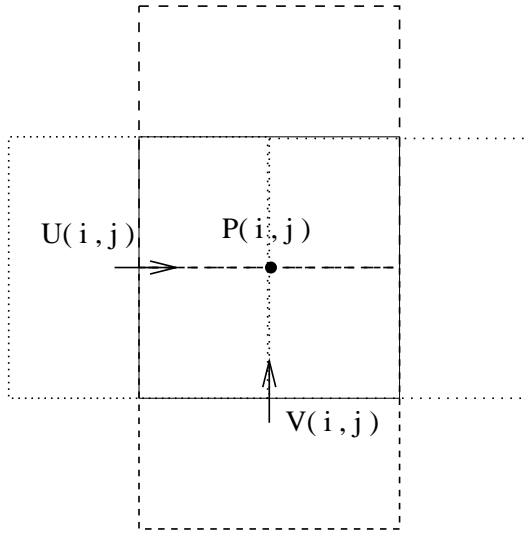


FIG. 5.1 – Grilles à mailles décalées utilisées dans le code JADIM. — : une maille de pression avec • son centre; ... : une maille du champ de vitesse horizontale avec → son centre et - - : une maille du champ de vitesse verticale avec ↑ son centre.

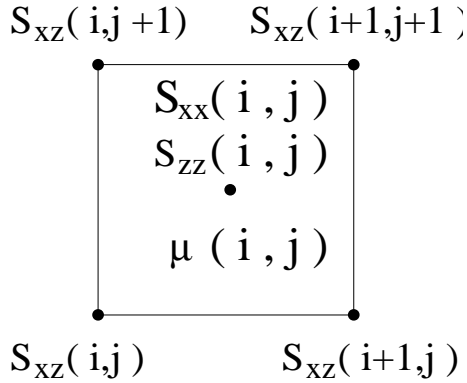


FIG. 5.2 – Positions de calcul des composantes du tenseur des déformations S_{ij} dans JADIM, sur une maille de pression.

Les différentes interpolations possibles pour le calcul du taux de dissipation sont évaluées. On note qu'il est probable que l'utilisation des contraintes et en particulièrement de la propriété de continuité des contraintes tangentielles à travers les interfaces, permette un meilleur calcul du taux de dissipation. Des régions d'épaississement ou de diffusion de l'interface pouvant être observées dans nos simulations du déferlement (Fig. 5.3), les différentes interpolations de la dissipation sont testées dans ces situations moins optimales.

Deux calculs de la dissipation intégrale

La dissipation intégrée sur le domaine numérique Ω peut être calculée de deux façons, la comparaison de ces deux calculs permettra de s'assurer de la validité de notre calcul de la dissipation locale.

L'équation de conservation de l'énergie sous sa forme intégrale s'écrit :

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\iiint_{\Omega} \frac{\rho \underline{u} \cdot \underline{u}}{2} d\Omega \right) + \iint_{\partial\Omega} \left(\frac{\rho \underline{u} \cdot \underline{u}}{2} + \rho g z \right) \underline{u} \cdot \underline{n} dS = + \iint_{\partial\Omega} (-p \underline{u} \cdot \underline{n} + \underline{\tau} \cdot \underline{u} \cdot \underline{n}) dS - \iiint_{\Omega} d d\Omega$$

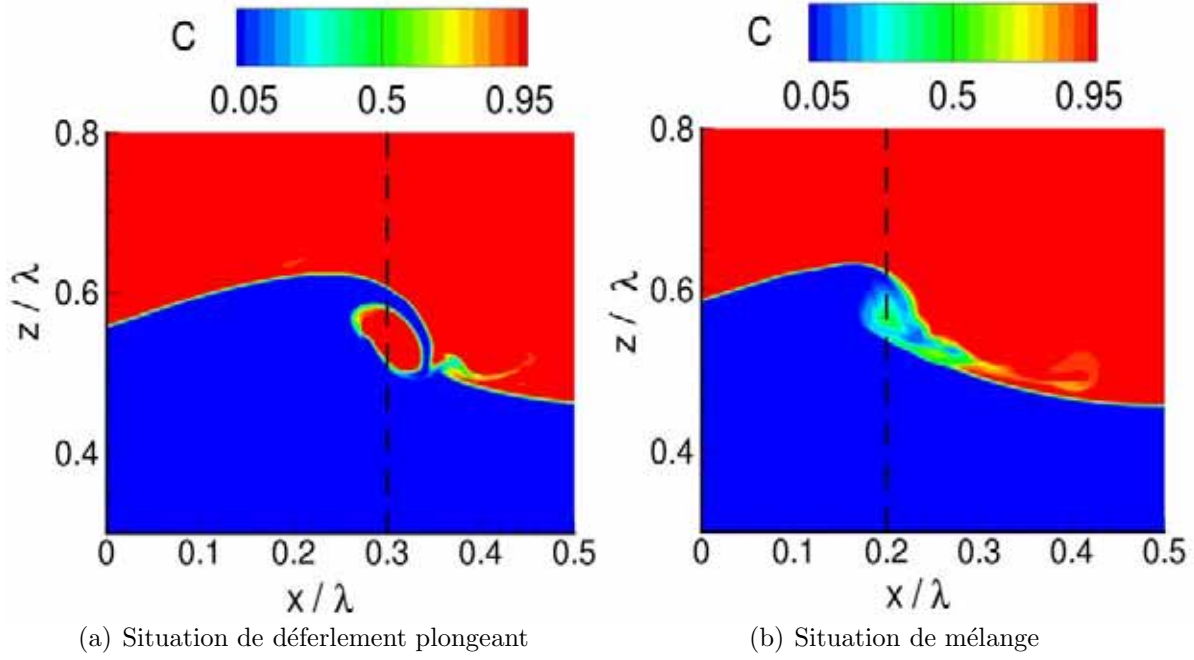


FIG. 5.3 – Distribution spatiale du taux de présence de phase dans deux configurations d'onde de Stokes déferlante.

(5.4)

où \underline{u} et p représentent les champs de vitesse et de pression, $\underline{\tau}$ le tenseur des contraintes, d le taux de dissipation, ρ la densité, g l'accélération gravitationnelle, z l'ordonnée et \underline{n} la normale à l'interface. On définit la dissipation totale par intégration du taux de dissipation sur le domaine numérique Ω :

$$Di(t) = \iiint_{\Omega} d(\underline{x}, t) d\Omega \quad (5.5)$$

Les écoulements considérés pour valider le calcul du taux de dissipation ont une caractéristique commune : une condition de périodicité sur les parois latérales. Sur ces frontières, le flux global d'énergie cinétique, le travail des forces de pression et des contraintes normales au domaine, s'équilibrent entre la paroi d' "entrée" et celle de "sortie" de l'écoulement. Suivant les configurations étudiées, le calcul du taux de dissipation intégré sur le domaine numérique est donné soit par la dérivée temporelle de l'énergie totale, soit par la puissance des contraintes appliquées normalement aux frontières du domaine. En effet, les cas tests diffèrent de par la manière dont le fluide est mis en mouvement :

1. soit par une paroi mobile, le bilan d'énergie 5.4 permet de déduire le taux de dissipation (en régime établi) :

$$Di(t) = -\frac{d}{dt} \left(\iiint_{\Omega} e d\Omega \right) \quad (5.6)$$

où e représente la densité d'énergie mécanique totale, somme de l'énergie cinétique $ec = \rho \underline{u} \cdot \underline{u} / 2$ et de l'énergie potentielle $ep = \rho g z$.

2. soit par la propagation d'une onde avec des conditions de symétrie sur les frontières nord et sud du domaine. Dans ces conditions, le bilan d'énergie 5.4 donne la

dissipation totale :

$$Di(t) = - \iint_{\partial\Omega} \underline{\underline{\tau}} \cdot \underline{\underline{u}} \cdot \underline{\underline{n}} \, dS \quad (5.7)$$

Dissipation numérique

Ensuite, il est nécessaire d'estimer la dissipation numérique pour s'assurer que notre calcul de la dissipation n'est pas parasité par ce phénomène.

Plan de l'étude

Pour cela, trois configurations de complexité croissante ont été testées. Les conditions initiales pour ces écoulements tests sont présentées dans la première partie de ce chapitre. La première configuration est un écoulement de Couette cisailé en présence d'une interface. La seconde est celle d'une onde de Stokes non-déferlante. La troisième situation testée est un déferlement.

La seconde partie de ce chapitre est consacrée à l'étude de la continuité des contraintes tangentielles pour les trois écoulements présentés dans la première partie. Cette étude permet de déterminer le modèle de viscosité le mieux adapté.

Dans une troisième partie, le calcul de la dissipation par les différentes interpolations possibles est testé sur les trois écoulements de référence. La validité de chaque estimation est discutée et permet de définir l'expression de la dissipation qui est utilisée dans notre étude.

Dans une quatrième partie, les deux estimations de la dissipation totale (intégration du taux de dissipation sur le domaine numérique) sont comparées afin de valider par une approche intégrale, le calcul de la dissipation locale, par vérification de la conservation de l'énergie.

Ensuite, pour les ondes de Stokes, l'effet de la condition initiale de l'air est considéré. Un champ de vitesse dans l'air a été proposé et est discuté dans une cinquième partie.

Enfin, une conclusion résume les tests de validation pour le calcul du taux de dissipation.

5.2 Conditions initiales des cas tests

Les trois configurations de référence utilisées dans ce chapitre sont présentées. Tout d'abord, on se propose d'étudier un écoulement simple : un écoulement de Couette cisailé en présence d'une interface. Cet écoulement est choisi car il fait intervenir uniquement les contraintes tangentielles τ_{xz} ($\tau_{xx} = \tau_{zz} = 0$) dont on pourra vérifier la continuité à travers une interface plane.

Ensuite, une onde de Stokes en milieu infiniment profond permet de tester les deux méthodes de calcul de dissipation totale à partir de la dissipation locale et de la dérivée de l'énergie mécanique. Le choix d'une cambrure faible ou importante, pour cette onde, permet de se placer dans une configuration non-déferlante ou déferlante.

5.2.1 Ecoulement de Couette cisailé

Le champ de vitesse initialement imposé (Fig. 5.4) est défini par :

$$u = \begin{cases} \alpha_1 z & z \leq h \\ \alpha_1 \bar{\mu} z + \alpha_1 h(1 - \bar{\mu}) & z > h \end{cases} \quad (5.8)$$

$$v = 0$$

avec $\alpha_1 = V_1/h$. On note que le raccordement des contraintes tangentielles à l'interface :

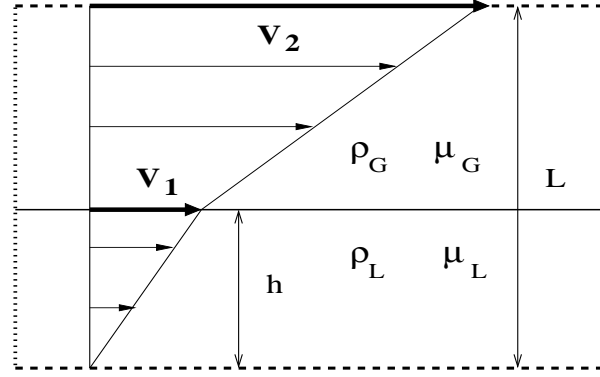


FIG. 5.4 – Ecoulement de Couette cisailé en présence d'une interface. \rightarrow : profil de vitesse ; V_1 : vitesse à l'interface ($z = h$) ; V_2 : vitesse à paroi supérieur mobile ; \dots : condition de périodicité et $---$: condition de paroi (fixe ou mobile).

$(\tau_{xz})_L = (\tau_{xz})_G$, impose un gradient vertical de u dans le gaz ($z > h$) proportionnel au rapport de viscosité entre les deux fluides $\bar{\mu}$.

La gravité et la tension interfaciale étant choisies nulles, quatre nombres adimensionnels permettent de décrire l'écoulement (Fig. 5.4) :

$$\begin{cases} h/L = 0,41 \\ \bar{\rho} = \frac{\rho_L}{\rho_G} = 1000 \\ \bar{\mu} = \frac{\mu_L}{\mu_G} = 50 \\ Re = \frac{\rho_L V_1 h}{\mu_L} = 0,2 \end{cases}$$

où $z = h$ représente l'ordonnée de l'interface, L le coté du domaine numérique carré, $\bar{\rho}$ et $\bar{\mu}$ représentent respectivement les rapports de densité et de viscosité entre la phase liquide et la phase gazeuse, et Re est le nombre de Reynolds basé sur la vitesse à l'interface $u(z = h) = V_1$ et la hauteur de liquide h . Les rapports $\bar{\rho}$ et $\bar{\mu}$ sont proches des rapports entre l'eau et l'air.

Le domaine numérique est un carré de côté L (Fig. 5.4). On impose des conditions de périodicité sur les parois latérales, de paroi en bas du domaine et de paroi mobile avec une vitesse V_2 , en haut du domaine. Le pas de temps utilisé est constant pendant la simulation $\Delta t = 5 \cdot 10^{-4}$ s et assure un CFL inférieur à 1.

Sauf mention contraire, les résultats sont présentés pour un maillage uniforme de 50x50 mailles.

5.2.2 Ondes de Stokes non-déferlante et déferlante

La position initiale de la surface libre (Eq. 4.2) et les champs de vitesse et de pression initialement imposés sont ceux d'une onde de Stokes du troisième ordre définis dans la

section 4.3 (Eq. 4.1).

En choisissant une tension de surface nulle, quatre paramètres adimensionnels permettent de décrire l'écoulement :

$$\left\{ \begin{array}{l} \epsilon = \frac{2\pi a}{\lambda} \\ \bar{\rho} = \frac{\rho_L}{\rho_G} = 770 \\ \bar{\mu} = \frac{\mu_L}{\mu_G} = 55 \\ Re = \frac{\rho_L g^{1/2} \lambda^{3/2}}{\mu_L} = 10^4 \end{array} \right.$$

où Re représente le nombre de Reynolds, $\bar{\rho}$ et $\bar{\mu}$ sont respectivement, les rapports de densité et de viscosité entre le liquide et le gaz.

Une cambrure $\epsilon = 0,2$ inférieure à la cambrure critique ϵ_c définie par Stokes (Lamb (1932)) est choisie pour les ondes non-déferlantes et $\epsilon = 0,55 > \epsilon_c$ pour les cas déferlants.

Le domaine numérique est un carré de côtés la longueur d'onde de l'onde initiale. On applique une condition de périodicité sur les parois latérales du domaine et de symétrie en haut et bas. Le maillage non-uniforme (M3) utilisé dans cette partie, est uniforme suivant l'axe horizontal ($\Delta x = 5 \cdot 10^{-3} \lambda$). Suivant la verticale, il possède une région centrale autour de l'onde, maillée uniformément ($\Delta z = 1,67 \cdot 10^{-3} \lambda$), entourée de deux régions dans lesquelles la taille des mailles décroît géométriquement (raison de l'ordre de 0,9) en s'en écartant. Un pas de temps imposé à $\Delta t = 10^{-4} \sqrt{\lambda/g}$ vérifie la condition CFL.

Dans les cas non-déferlants, les distributions verticales des contraintes sont présentées en deux abscisses fixes : $X1 = 0,2\lambda$ et $X2 = 0,5\lambda$. Dans les cas déferlants, deux situations sont étudiées. La première (Fig. 5.3(a)) est un déferlement plongeant pour lequel la surface libre du jet primaire est bien définie et peu épaisse. L'abscisse indiquée en pointillé ($X = 0,3\lambda$) sur la figure 5.3(a), indique la position de mesure des champs utilisés pour la validation du calcul du taux de dissipation. Ce cas permet de tester la dissipation au passage d'interfaces multiples et courbes. Dans la seconde situation, le jet formé pendant le déferlement a une interface diffuse sur l'épaisseur entière d'une zone de mélange (Fig. 5.3(b)). Ce cas est plus complexe et permet de vérifier le calcul du taux de dissipation en présence d'une interface diffuse. L'abscisse de mesure des champs ($X = 0,2\lambda$) traverse la zone de mélange.

5.3 Choix d'un modèle de viscosité

Les deux modèles de viscosité disponibles (linéaire et harmonique) dans le code JADIM, vont être testés sur les écoulements décrits dans la section précédente. Nous étudions dans cette partie, la continuité des contraintes tangentielles à travers des interfaces.

Les figures 5.1 et 5.2, nous montrent que la viscosité μ , est calculée au centre des mailles de pression mais que le taux de déformation tangentiel S_{xz} , l'est aux coins de cette même maille. Pour obtenir les contraintes tangentielles τ_{xz} au point de pression, il est nécessaire d'interpoler ces deux quantités. Pour faciliter la lecture, dans l'exposé des interpolations possibles pour le calcul des contraintes tangentielles τ_{xy} , nous notons :

- pas d'exposant : lorsqu'aucune interpolation n'est effectuée sur un champ donné, c'est-à-dire mesuré à la position où il est calculé dans le code (Figs. 5.2 et 5.1)
- en exposant p : champ donné interpolé au point de pression
- en exposant c : champ donné interpolé aux coins de la maille de pression

Deux calculs sont possibles pour les contraintes tangentielles τ_{xz} aux points de pression :

- $C_1 : \tau_{xz} = \mu \times S_{xz}^p$: calcul des contraintes par l'interpolation des taux de déformation tangentiels au point de pression.
- $C_2 : \tau_{xz} = (\mu^c \times S_{xz})^p = (\tau_{xz})^p$: interpolation de la viscosité, pour calculer les contraintes aux coins de la maille de pression et interpoler ensuite les contraintes au centre de la maille de pression.

Dans le cas d'un écoulement de Couette, l'écoulement n'est pas stationnaire dès les premiers instants mais le devient lorsque la solution numérique s'est établie. Pour cette raison, l'instant initial et l'écoulement établi sont étudiés indépendamment.

5.3.1 Ecoulement de Couette à l'instant initial

La figure 5.5 montre la distribution verticale des deux interpolations C_1 et C_2 possibles pour calculer les contraintes tangentielles τ_{xz} , pour les modèles de viscosité linéaire μ_l (Fig. 5.5(a)) et harmonique μ_h (Fig. 5.5(b)).

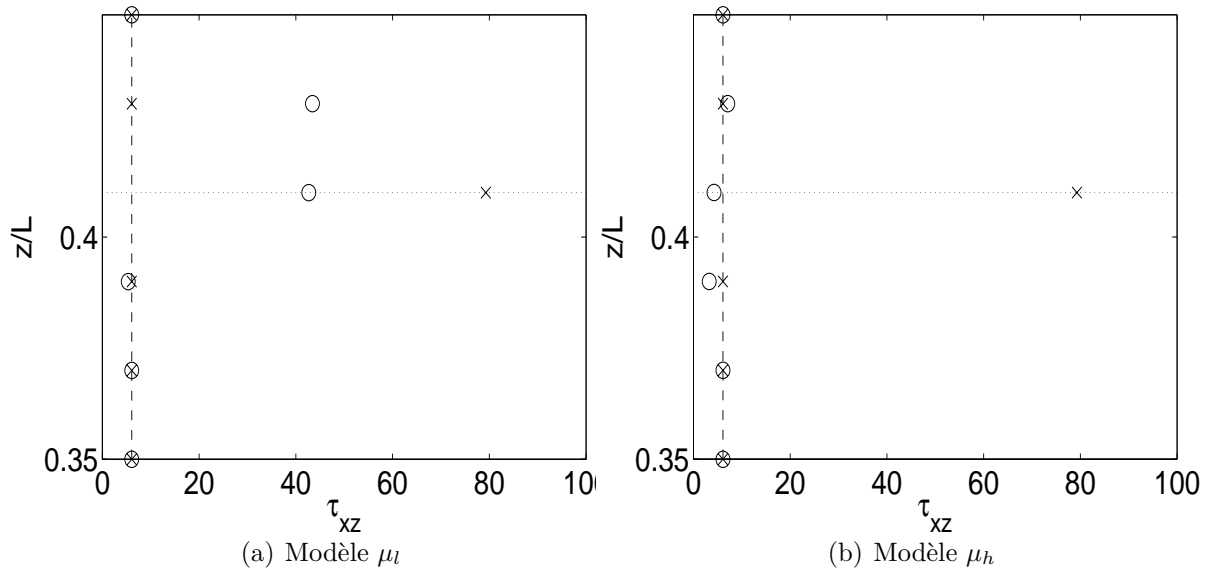


FIG. 5.5 – Distribution verticale des contraintes tangentielles τ_{xz} ($\text{kg m}^{-1}\text{s}^{-1}$) ($x/L=0,43$, instant initial) dans un écoulement de Couette en présence d'une interface ($h/L = 0,41$). \times : $C_1 = \mu \times S_{xz}^p$; \circ : $C_2 = (\mu^c \times S_{xz})^p$; $--$: contraintes tangentielles théoriques (continues) et \cdots : iso-contour $C = 0,5$ (en un point de pression).

Le calcul C_1 ne permet pas le raccord des contraintes tangentielles τ_{xz} à l'interface, et avec aucun des modèles de viscosité (Fig. 5.5). On observe une forte augmentation de l'intensité de τ_{xz} à l'interface, supérieure à 1600% en comparaison à la valeur théorique.

Pour calcul C_2 , la continuité de τ_{xz} en $z = h$ n'est pas respectée avec un modèle de viscosité linéaire μ_l (Fig. 5.5(a)) et on constate une augmentation de la valeur de τ_{xz} dans les mailles à proximité de l'interface. Par contre, avec le modèle de viscosité harmonique μ_h , le profil vertical de τ_{xz} est continu et les valeurs des contraintes autour de l'interface s'écartent au maximum de 45% de leurs valeurs théoriques.

5.3.2 Ecoulement de Couette devenu stationnaire

Dans les premiers instants des simulations réalisées avec chacun des modèles de viscosité, l'écoulement de Couette a une dynamique instationnaire puis converge vers une

solution numérique stationnaire à $t > t_c$. Cela s'explique par la présence d'une interface qui implique l'interpolation de la viscosité à l'interface. La figure 5.6 montre, lorsque l'écoulement est établi, que le champ de vitesse s'est écarté de la solution initialement imposée autour de l'interface. Avec le modèle de viscosité linéaire (Fig. 5.6(a)), on observe un écart relatif maximum entre le champ de vitesse mesuré et sa valeur théorique de 64% et de 32% avec le modèle de viscosité harmonique (Fig. 5.6(b)).

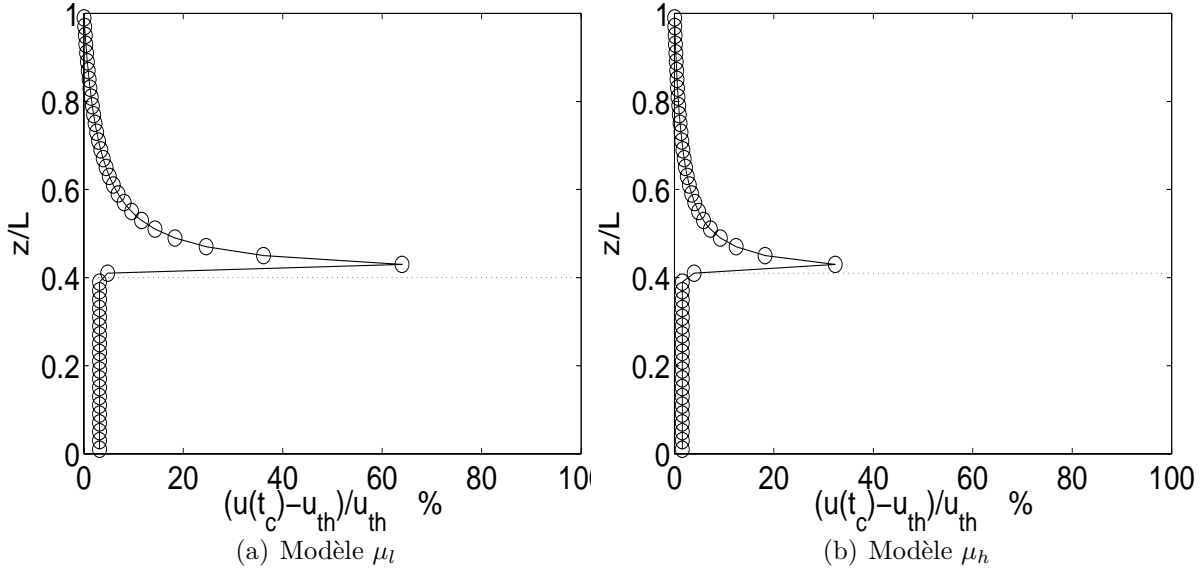


FIG. 5.6 – Distribution verticale de l'erreur relative entre le champ de vitesse mesuré à $t = t_c$ et sa valeur théorique (Eq. 5.8) pour un écoulement de Couette cisaillé en présence d'une interface. (a) modèles de viscosité linéaire μ_l et (b) modèles de harmonique μ_h . \cdots : iso-contour $C = 0,5$ (en un point de pression).

Les contraintes tangentielles calculées par C_1 ne sont pas continues au passage de l'interface pour aucun des modèles de viscosité (Fig. 5.7). On note un écart sur la valeur des contraintes par rapport à la théorie plus important pour le modèle de viscosité harmonique que pour le linéaire. L'interpolation des contraintes par C_2 , par contre, montre une continuité parfaite des contraintes tangentielles au travers de l'interface plane (écart relatif avec la théorie : $10^{-3}\%$), pour les deux modèles de viscosité.

Les deux calculs des contraintes tangentielles avec C_1 et C_2 ont été testés sur les autres écoulements présentés dans la section précédente. Il ressort comme pour l'étude de l'écoulement de Couette, que C_2 est l'interpolation à retenir pour le calcul des contraintes tangentielles. Dans la suite, nous retenons l'interpolation C_2 et l'interpolation C_1 ne sera plus évoquée.

5.3.3 Onde de Stokes non-déferlante

Cette partie a pour objectif de s'assurer du raccordement des contraintes tangentielles pour une interface courbe. Les contraintes tangentielles sont mesurées dans le repère cartésien et projetées dans le repère de la surface libre.

La figure 5.8 montre les profils des contraintes tangentielles dans le repère de l'interface à l'instant initial, aux instants $t = \Delta t$, $t = T$ et $t = 2T$. Initialement, le champ de vitesse dans l'air étant nul, les contraintes tangentielles τ_{xz} ne peuvent être continues. Après un pas de temps Δt , les profils verticaux de τ_{xz} montrent des valeurs très éloignées des valeurs

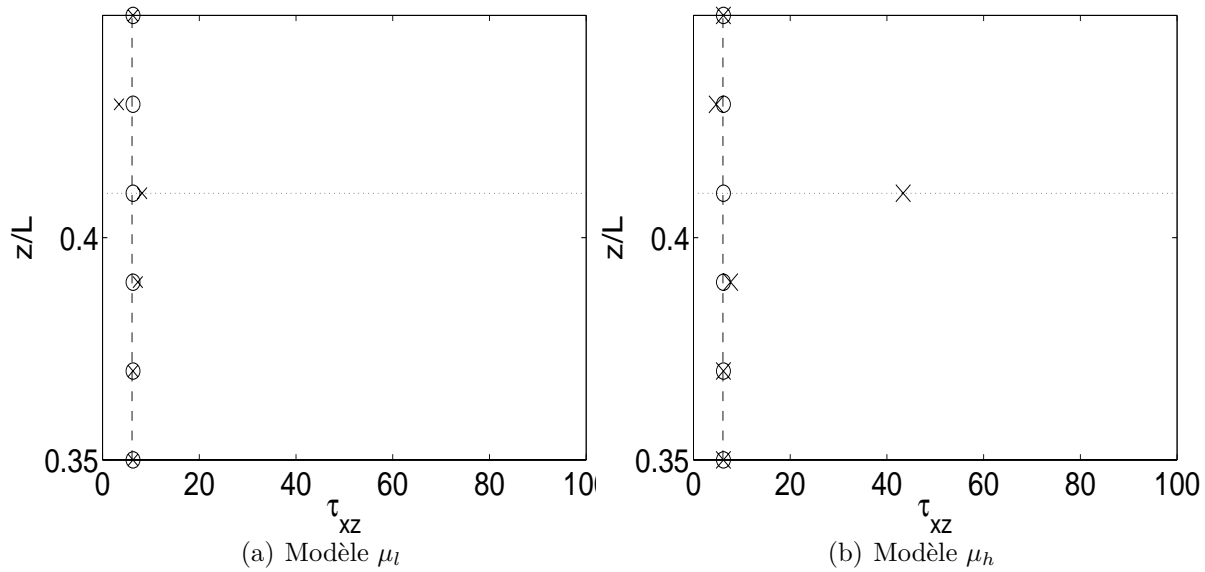


FIG. 5.7 – Distribution verticale des contraintes tangentielles τ_{xz} ($\text{kg m}^{-1}\text{s}^{-1}$) ($x/L=0,43$, $t = t_c$) dans un écoulement de Couette établi en présence d'une interface ($h/L = 0,41$). \times : $C_1 = \mu \times S_{xz}^p$; \circ : $C_2 = (\mu^c \times S_{xz})^p$; -- : contraintes tangentielles théoriques (continues) et \cdots : iso-contour $C = 0,5$ (en un point de pression).

théoriques autour de l'interface. Les profils obtenus après une et deux période se superposent assez bien et l'écoulement gaz/liquide peut être considéré établi. Les deux modèles de viscosité donnent des résultats comparables. On remarque que les profils verticaux de τ_{xz} sont continus lorsqu'ils traversent l'interface et aucune valeur extrême n'est observée.

5.3.4 Onde de Stokes déferlante

Dans cette partie, nous considérons une onde de Stokes déferlante dans les deux situations décrites par la figure 5.3. La figure 5.9 illustre les variations du taux de présence de phase C aux abscisses où vont être présentées les contraintes tangentielles. On note la complexité du profil vertical de C pour la situation d'une zone de mélange (Fig. 5.9(b)).

Dans la situation d'un déferlement plongeant, la boucle formée par le jet est bien définie et l'interface aussi (Fig. 5.3(a)). La figure 5.10 montre que les contraintes tangentielles τ_{xz} sont continues aux passages successifs des interfaces et qu'aucune valeur excessive n'est observée pour les deux modèles de viscosité. On note cependant que la distribution verticale de τ_{xz} admet des différences selon le modèle de viscosité choisi. En effet, on remarque qu'à la surface libre la plus profonde, le signe de τ_{xz} est positif pour le modèle de viscosité linéaire et négatif pour le modèle harmonique (intensités équivalentes). Cela est difficile à expliquer mais vient certainement des effets cumulés à chaque pas de temps de chacun des modèles, donnant localement une dynamique sensiblement différente.

Dans la situation d'une interface fortement diffuse (situation de mélange) (Figs. 5.3(b) et 5.9(b)), les profils verticaux de τ_{xz} (Fig. 5.11) sont continus à travers la région de mélange pour les deux modèles de viscosité. On note cependant que pour le modèle de viscosité linéaire μ_l , τ_{xz} affiche des variations assez importantes lorsque les gradients verticaux du taux de présence changent de signe, ce qui n'est pas le cas pour le modèle de viscosité harmonique μ_h . Cette observation nous permet de choisir le modèle de viscosité

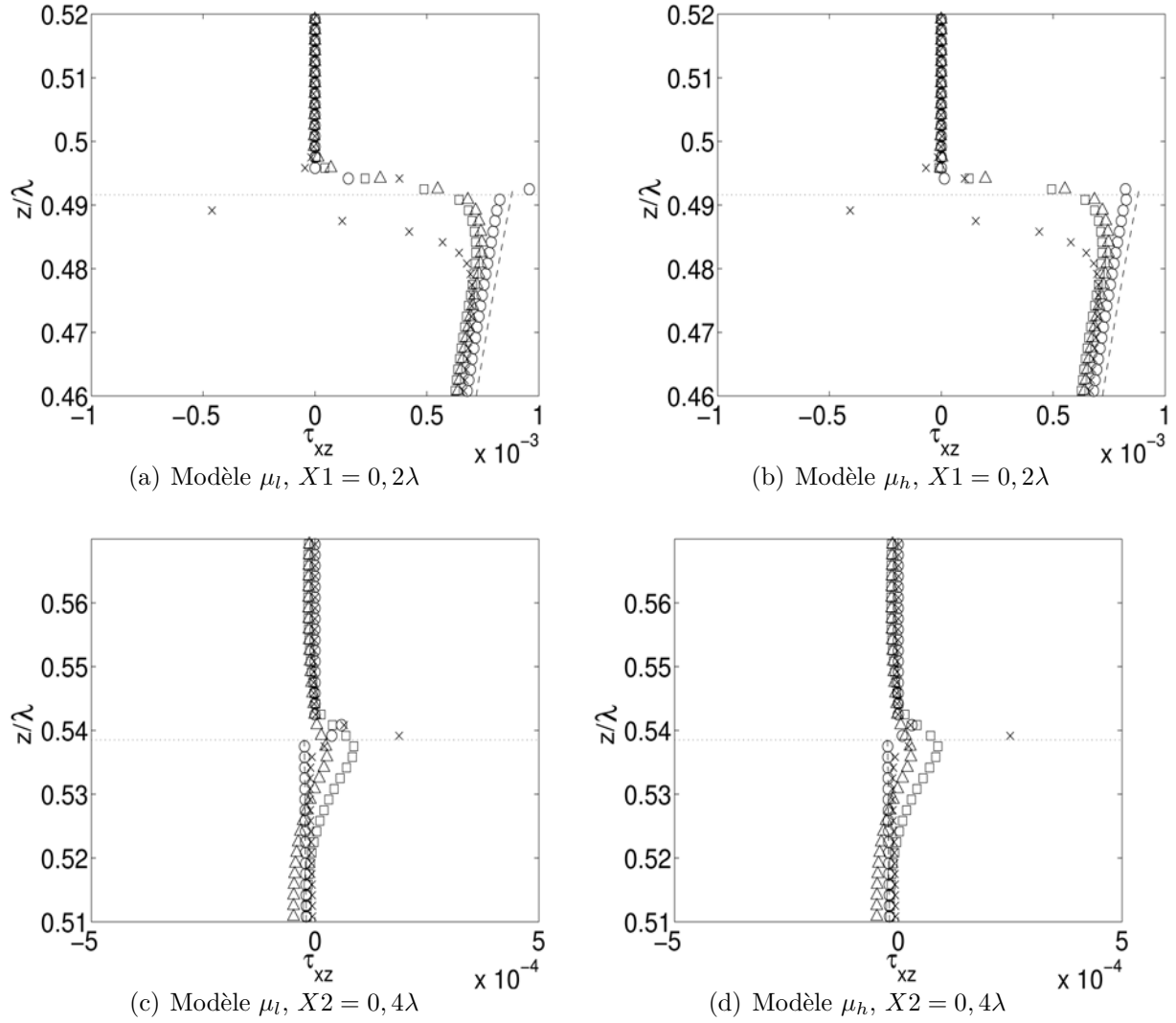


FIG. 5.8 – Distribution verticale des contraintes tangentielles τ_{xz} ($\text{kg m}^{-1}\text{s}^{-1}$) pour une onde de Stokes non-déferlante, projetée dans le repère de la surface libre en deux abscisses : $X1 = 0, 2\lambda$ et $X2 = 0, 4\lambda$. (a) et (c) modèle de viscosité linéaire μ_l et (b) et (d) : modèle de viscosité harmonique μ_h . \circ : $t = 0$; \times : $t = \Delta t$; \square : $t = T$ et \triangle : $2T$. $--$: contraintes théoriques dans le liquide et \cdots : iso-contour $C = 0, 5$.

harmonique qui représente mieux le raccordement des contraintes tangentielles au travers de zones de mélange complexes.

Finalement, nous retiendrons de cette partie que les deux modèles de viscosité permettent le raccord des contraintes tangentielles au travers d'interfaces lorsque l'écoulement est établi. Ces deux modèles de viscosité montrent des contraintes d'ordre de grandeur comparables. Cependant, dans des situations complexes de zone de mélange, le modèle de viscosité harmonique semble réduire les effets liés à la discrétisation de la viscosité. On choisit donc d'utiliser le modèle de viscosité harmonique pour la suite de notre étude.

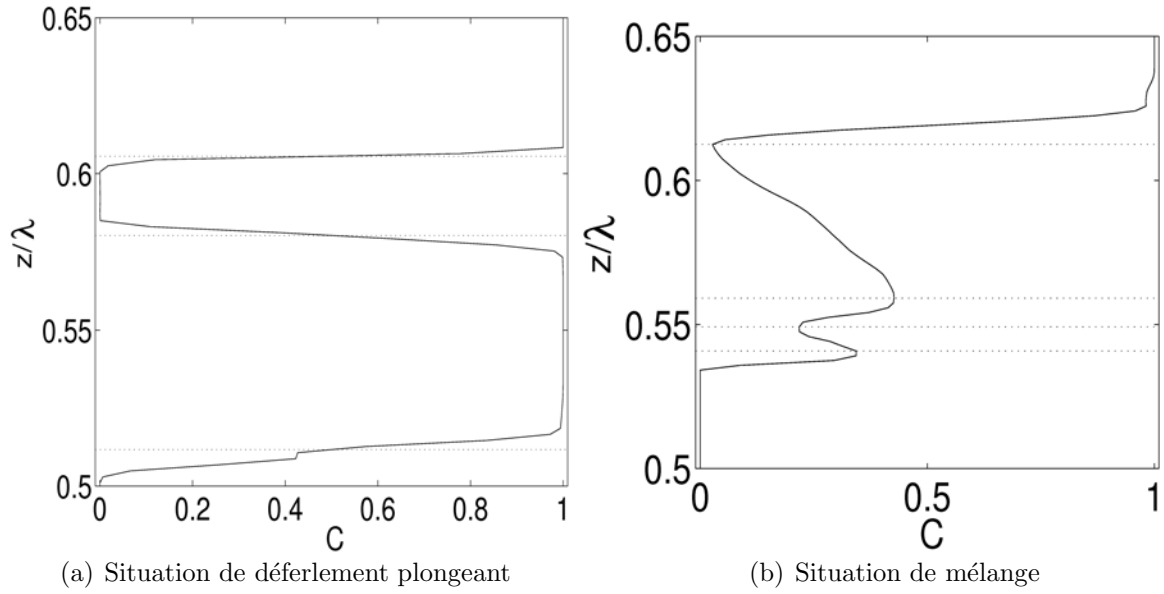


FIG. 5.9 – Profil vertical du taux de présence de phase C pour des ondes de Stokes déferlantes aux abscisses de mesure présentées sur la figure 5.3. ... : changements de signe du gradient vertical de C .

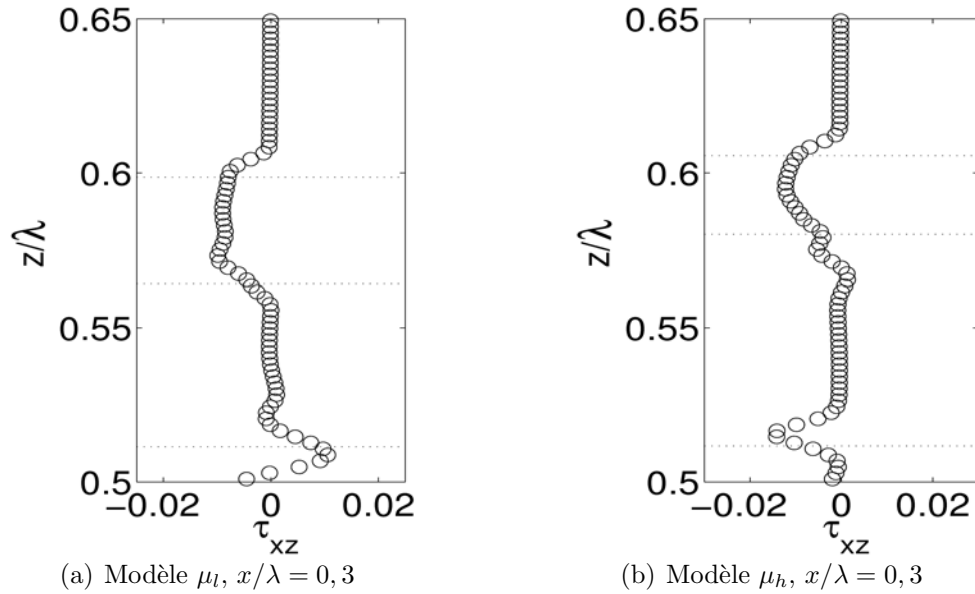


FIG. 5.10 – Distribution verticale des contraintes tangentielles τ_{xz} pour le déferlement d'une onde de Stokes de type plongeant ($x/\lambda = 0,3$, Fig. 5.3(a)). (a) modèle de viscosité linéaire μ_l et (b) modèle de viscosité harmonique μ_h : changements de signe du gradient vertical de C (Fig. 5.9(a)).

5.4 Estimation de la dissipation par différentes interpolations

Nous abordons à présent les interpolations possibles pour le calcul du taux de dissipation. Ce calcul peut poser problème en présence d'une interface car la viscosité y est interpolée mais aussi les gradients de vitesse. Il est important de définir l'interpolation qui n'engendre pas de surestimation du taux de dissipation dans les régions interfaciales. Nous allons tout d'abord présenter les différentes interpolations possibles pour ce calcul

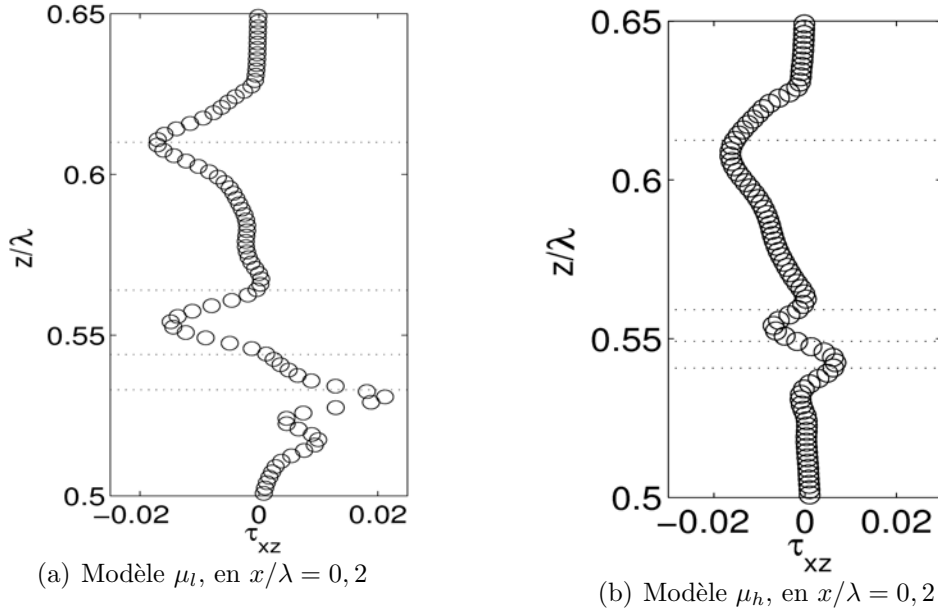


FIG. 5.11 – Distribution verticale des contraintes tangentielles τ_{xz} pour le déferlement d'une onde de Stokes en situation de mélange ($x/\lambda = 0,2$, Fig. 5.3(b)). (a) modèle de viscosité linéaire μ_l et (b) modèle de viscosité harmonique μ_h : changements de signe du gradient vertical de C (Fig. 5.9(b)).

et ensuite les étudier sur les trois écoulements tests définis dans la section 5.2.

Le taux de dissipation peut se décomposer en deux parties, faisant intervenir indépendamment les composantes normales et tangentielles du taux de déformation, tel que :

$$d = 2\mu\Sigma S_{ii}^2 + 2\mu\Sigma_{i \neq j} S_{ij}^2 = d_N + d_T \quad (5.9)$$

Les figures 5.1 et 5.2 montrent que la viscosité μ et les composantes normales du tenseur des déformations S_{xx} et S_{yy} , sont calculées au centre des mailles de pression. Leur estimation est unique. Le taux de déformation tangentiel S_{xz} , en revanche, est calculé aux coins des mailles. Pour obtenir le taux de dissipation d , il est nécessaire d'interpoler l'une de ces deux quantités.

On reprend ici les notations utilisées précédemment (Sect. 5.3), c'est-à-dire un exposant p si une variable est interpolée au point de pression et c si elle l'est aux coins de la maille. Aucun indice n'apparaît lorsque la variable est exprimée à sa position de calcul. Six calculs sont possibles pour obtenir le taux de dissipation d'énergie d_T aux points de pression :

1. $d_1 : d_T = (\mu^c \times S_{xz}^2)^p = (\tau_{xz} \times S_{xz})^p$
2. $d_2 : d_T = (\mu^c \times S_{xz})^p \times S_{xz}^p = (\tau_{xz})^p \times S_{xz}^p$
3. $d_3 : d_T = \mu \times (S_{xz}^2)^p$
4. $d_4 : d_T = \mu \times (S_{xz}^p)^2$
5. $d_5 : d_T = \frac{(\mu^c \times S_{xz})^2)^p}{\mu} = \frac{(\tau_{xz}^2)^p}{\mu}$
6. $d_6 : d_T = \frac{(\mu^c \times S_{xz})^p)^2}{\mu} = \frac{(\tau_{xz}^p)^2}{\mu}$

On note que d_1 , d_2 , d_5 et d_6 respectent la propriété de continuité des contraintes tangentielles au travers des interfaces et on peut dès à présent penser que ces estimations du taux de dissipation donneront de meilleurs résultats.

L'objectif de cette partie est de tester ces différentes approches du calcul du taux de dissipation sur les écoulements tests introduits dans la section 5.2 et d'en déterminer une pour le reste de l'étude.

5.4.1 Ecoulement de Couette

On s'intéresse tout d'abord, au taux de dissipation dans le cas d'un écoulement de Couette en présence d'une interface. La figure 5.12(a) montre les profils verticaux de dissipation obtenus pour les 6 estimations possibles à l'instant initial. On remarque que les profils pour les calculs d_3 et d_4 affichent des valeurs extrêmes autour de l'interface en $z = h$, ce qui est la conséquence de la discontinuité des contraintes observée avec le calcul C_1 (Sect. 5.3.1). Les autres estimations de la dissipation sont plus proches de la solution théorique autour de l'interface. On peut remarquer deux tendances en $z = h$: d_1 et d_2 qui semblent suivre le profil discontinu théorique ; d_5 et d_6 dont la valeur semble conditionnée par le taux de présence de phase local de 0,5.

On rappelle que la solution initialement imposée n'est pas solution du problème numérique et que les champs de vitesse s'établissent et deviennent stationnaires à t_c (Sect. 5.3.2). On remarque (Fig.5.12(b)) que les profils verticaux de dissipation à t_c , par les estimations d_3 et d_4 restent déraisonnables autour de l'interface. Les autres profils s'approchent plus de la distribution théorique. En dehors de l'interface, d_5 suit parfaitement le profil théorique.

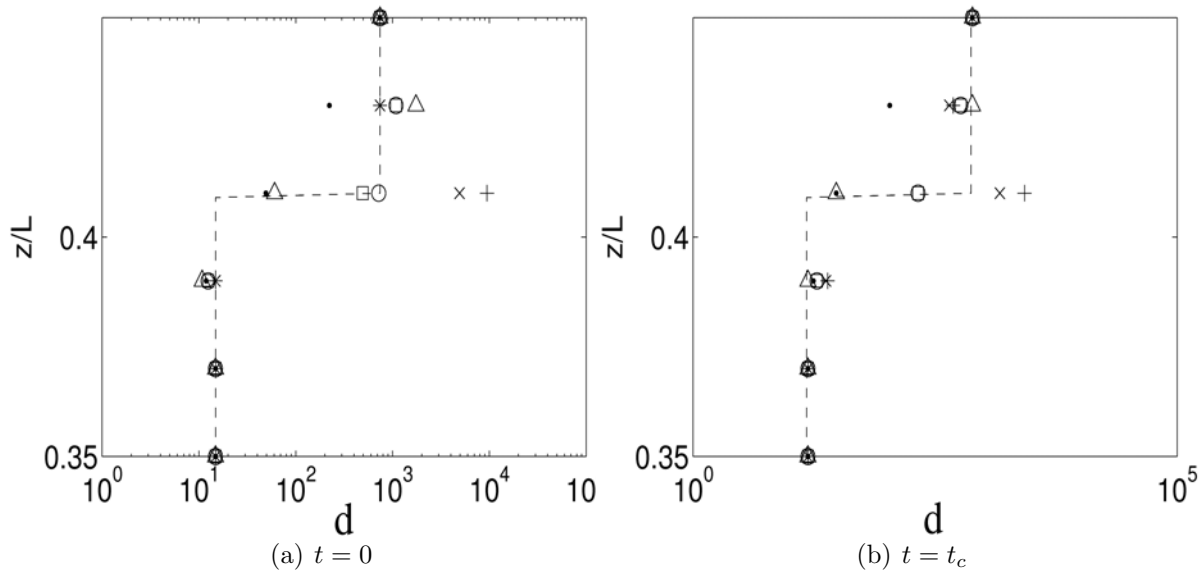


FIG. 5.12 – Distribution verticale du taux de dissipation d'énergie ($x/L=0,43$) pour un écoulement de Couette en présence d'une interface ($h/L=0,41$) à deux instants : (a) $t = 0$ et (b) $t = t_c$. \circ : d_1 ; \square : d_2 ; $+$: d_3 ; \times : d_4 ; \triangle : d_5 et \bullet : d_6 . $---$: valeur théorique du taux de dissipation.

Ces résultats ne suffisent pas pour conclure sur le choix d'une méthode d'estimation du taux de dissipation mais permettent d'en écarter deux : d_3 et d_4 .

5.4.2 Onde de Stokes non-déferlante

Les figures 5.13(a) et 5.13(c) montrent les profils verticaux du taux de dissipation d obtenus avec les 6 méthodes proposées en deux abscisses à l'instant initial. La phase gazeuse étant initialement au repos, les gradients ne sont pas correctement estimés à l'interface car la continuité des contraintes tangentielles, n'est pas respectée et on observe des pics du taux de dissipation pour toutes les méthodes d_i , $i=1, \dots, 6$.

Après une période, l'écoulement étant établi, on observe (Figs. 5.13(b) et 5.13(d)) que les distributions du taux de dissipation n'affichent plus les valeurs excessives initialement observées autour de l'interface. On remarque une chute du taux de dissipation à proximité de l'interface, liée à la condition de raccord des contraintes tangentielles. Ce point sera abordé dans l'étude de la dissipation au chapitre 7 (Sect. 7.2.6). Comme pour l'écoulement de Couette précédemment étudié, on remarque (Fig. 5.13(b)) que les profils pour d_3 et D_4 fluctuent immédiatement au-dessus de l'interface sur des valeurs de l'ordre de 10^{-3} et 10^{-4} . Ils semblent donc mals adaptés pour le calcul du taux de dissipation. L'ensemble des autres profils sont continus à travers l'interface. On remarque aussi sur la figure 5.13(b) que les profils verticaux du taux de dissipation obtenus avec d_1 et d_2 sont les plus continus à passage de l'interface, alors qu'à une abscisse différente (Fig. 5.13(d)) se sont les profils du calcul d_1 . Cela indique que d_1 reste une estimation acceptable indépendante de l'abscisse.

5.4.3 Onde de Stokes déferlante

La figure 5.14, reporte les profils verticaux des différentes estimations du taux de dissipation dans le cas d'ondes de Stokes déferlantes. On remarque que les profils sont proches pour l'ensemble des estimations. On observe aussi que le taux de dissipation est relativement continue et n'affiche pas de pics démesurés à travers la région de mélange.

5.4.4 Bilan

Nous venons de tester six différentes méthodes de discrétisation pour le calcul du taux de dissipation. Nous les avons comparées pour les cas tests retenus. Ces tests ont permis de mettre en évidence que les interpolations d_3 et d_4 sont à proscrire. L'interpolation d_1 ressort comme étant la plus prometteuse. Dans la suite de notre étude, on expose donc les résultats avec ce calcul uniquement, en ayant pris soin de vérifier au travers des profils verticaux, le comportement du taux de dissipation.

5.5 Dissipation totale

La dissipation totale peut être soit obtenue par l'intégration directe du taux de dissipation (Eq. 5.5) ou soit par le bilan d'énergie (Eq. 5.4) qui se simplifie en l'équation 5.6 ou 5.7 selon l'écoulement considéré. L'objectif de cette partie est donc de comparer ces deux approches intégrales afin de valider notre calcul de la dissipation et de vérifier que l'outil numérique JADIM conserve bien l'énergie.

5.5.1 Ecoulement de Couette cisailé

Dans le cas d'un écoulement de Couette, le travail de la paroi supérieure mobile compense la perte d'énergie par dissipation et le bilan d'énergie est donné par l'équation 5.7.

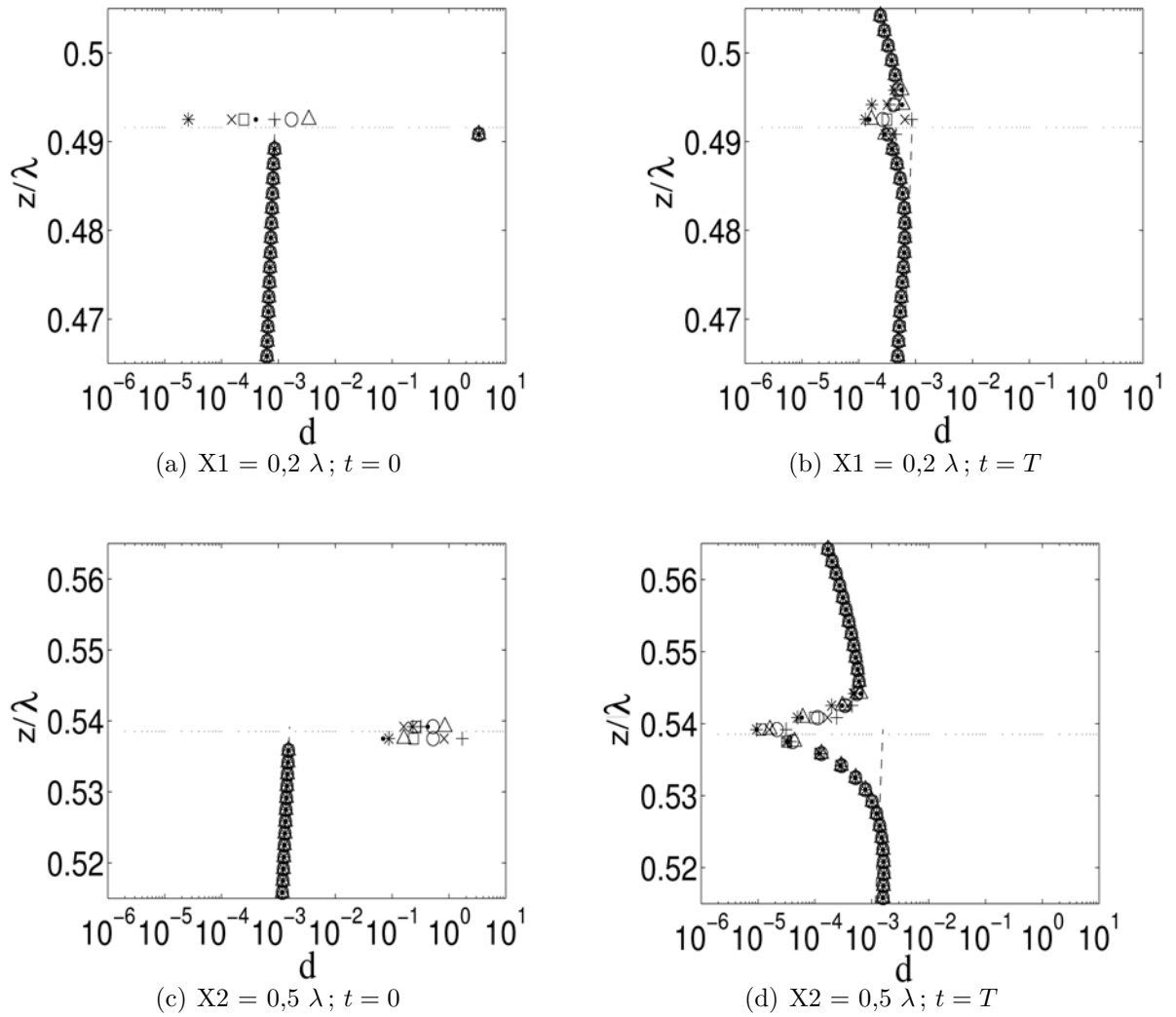


FIG. 5.13 – Distribution verticale du taux de dissipation d pour une onde de Stokes non-déferlante, en deux abscisses : $x/\lambda = 0,2$ et $x/\lambda = 0,5$. (a) et (c) $t = 0$ et (b) et (d) $t = T$. \circ : d_1 ; \square : d_2 ; $+$: d_3 ; \times : d_4 ; \triangle : d_5 et \bullet : d_6 . — : valeur théorique du taux de dissipation.

La figure 5.15 montre les deux estimations de la dissipation totale à l'instant initial et lorsque que l'écoulement est devenu stationnaire. L'écart entre les deux méthodes est très faible et de l'ordre de 2% pour un maillage grossier. Les deux méthodes convergent linéairement avec le raffinement du maillage vers la solution théorique. On remarque aussi que l'écart entre les deux méthodes reste constant entre l'instant initial et t_c .

5.5.2 Onde de Stokes non-déferlante

Dans le cas d'une onde de Stokes non déferlante, la figure 5.16 compare la dissipation totale calculée par les deux méthodes : par l'intégration de la dérivée de l'énergie mécanique totale (Eq. 5.6), soit par l'intégration du taux de dissipation (Eq. 5.5). D'une façon générale, on remarque que les deux méthodes donnent des résultats très similaires. L'écart relatif entre les deux est de l'ordre de 1%. On peut donc en déduire que pour les simulations d'ondes de Stokes non-déferlantes, notre code numérique conserve l'énergie de manière précise.

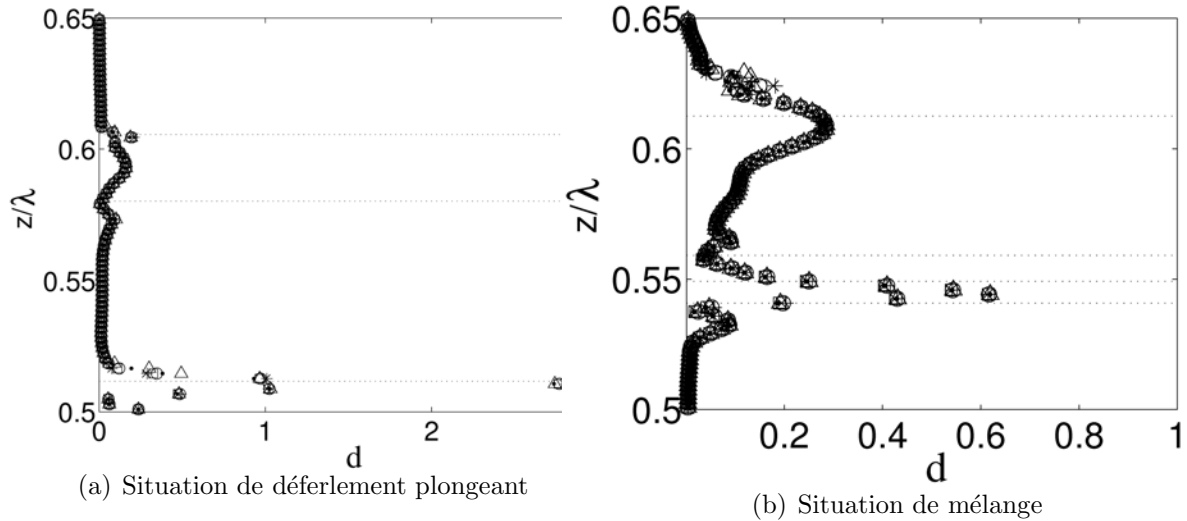


FIG. 5.14 – Distribution verticale du taux de dissipation d pour deux situations d'ondes de Stokes déferlantes : (a) un déferlement plongeant ($x/\lambda = 0,3$, Fig. 5.3(a)) et (b) une situation de zone de mélange ($x/\lambda = 0,2$, Fig. 5.3(b)). \circ : d_1 ; \square : d_2 ; $+$: d_3 ; \times : d_4 ; \triangle : d_5 et \bullet : d_6 . \cdots : changements de signe du gradient vertical de C (Figs. 5.9(a) et 5.9(b)).

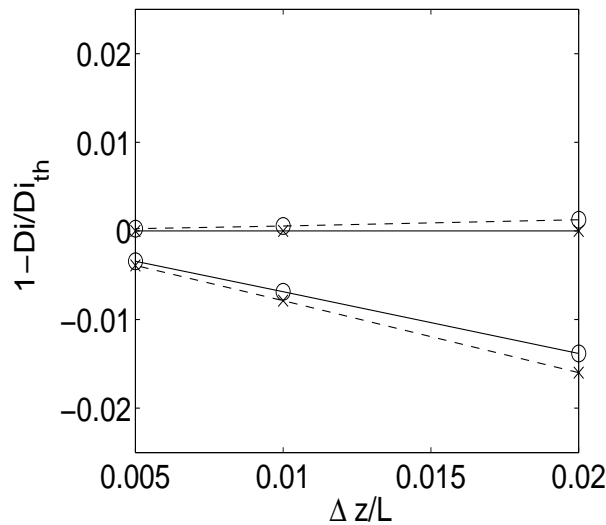


FIG. 5.15 – Erreur relative sur la dissipation totale (%) en comparaison à sa valeur théorique dans le cas d'un écoulement de Couette en présence d'une interface ($h/L = 0,41$) à deux instants : $-$: $t = 0$ et $--$: t_c . \circ : $\iint_{\Omega} D d\Omega$ (Eq. 5.5) et \times : $\iint_{\partial\Omega} \underline{\underline{\tau}} \cdot \underline{\underline{u}} \cdot \underline{\underline{n}} dS$ (Eq. 5.7).

On note cependant (Fig. 5.16) qu'à l'instant initial la dissipation est très élevée pour les deux calculs de la dissipation et vaut à $t = 0$ plus de 30 fois le niveau moyen de dissipation atteint par la suite ($t > 0,1T$, avec T la période de l'onde). Le pics du taux de dissipation observés à l'interface à l'instant initial sur les distributions verticales (Sect. 5.4.2) apparaissent clairement dans le bilan intégral. Rappelons que cela résulte de la condition initiale et disparaît ensuite lorsque les contraintes tangentielles sont devenues continues.

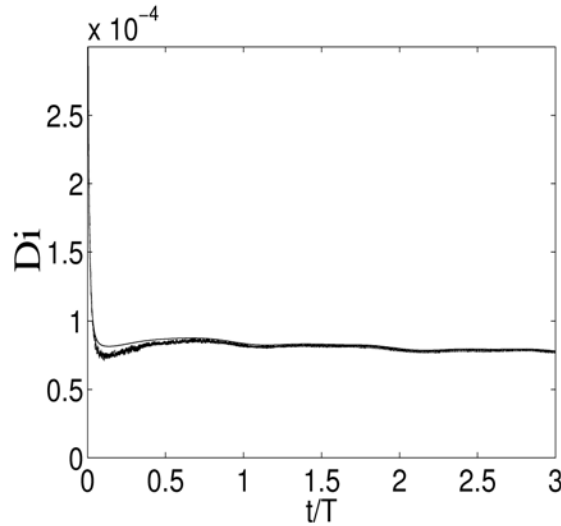


FIG. 5.16 – Evolution temporelle de la dissipation totale Di pour une onde de Stokes non-déferlante, par deux approches intégrales. — : $Di = \iiint_{\Omega} d \, d\Omega$ (Eq. 5.5) et - - : $Di = -d(\iiint_{\Omega} e d\Omega)/dt$ (Eq. 5.6).

5.5.3 Onde de Stokes déferlante

On compare à présent les deux calculs de la dissipation totale à partir de la dérivée de l'énergie (Eq. 5.6) et de l'intégration du taux de dissipation (Eq. 5.5) dans des situations de déferlement.

On remarque sur la figure 5.17 que la dissipation totale à partir de l'intégrale de la dérivée de l'énergie et celle obtenue en intégrant le taux de dissipation, montrent les mêmes évolutions au cours d'un processus de déferlement autant pour le cas de déferlement plongeant que pour le cas d'une région de mélange (Fig. 5.3). On peut cependant noter des écarts relatifs assez importants à certains instants entre les deux courbes de dissipation totale, lorsqu'apparaissent des oscillations hautes fréquences dans les signaux. L'ordre de grandeur des deux estimations est cependant le même au cours du processus de déferlement.

5.6 Dissipation numérique

Une haute résolution étant nécessaire pour caractériser les petites échelles associées au déferlement, l'utilisation de maillages non-uniformes sera souvent privilégiée, afin de minimiser les temps de calcul de nos simulations. Il est donc nécessaire d'estimer la dissipation numérique dans ce cas. Le maillage non-uniforme (M3) est utilisé dans cette partie.

Pour estimer une dissipation numérique Di_N , on considère que la dissipation totale que l'on mesure Di est la somme de la dissipation physique Di_d et de Di_N , telle que : $Di = Di_d + Di_N$. La dissipation Di_d varie linéairement avec la viscosité du fluide μ_L , en considérant que la dissipation dans l'air est négligeable ($\underline{\mu} = 55$). La méthode proposée pour estimer une dissipation numérique Di_N est de faire tendre la viscosité du liquide vers des valeurs très faibles ($\mu_L \rightarrow 0$), tout en conservant le rapport $\bar{\mu} = 55$ de viscosité entre les fluides, c'est-à-dire $Di_d \propto \mu_L c^2 / \lambda^2 \rightarrow 0$ et $Di \sim Di_N$, la dissipation totale mesurée devenant une dissipation purement numérique.

La figure 5.18 montre une moyenne sur une période de la dissipation totale pour des

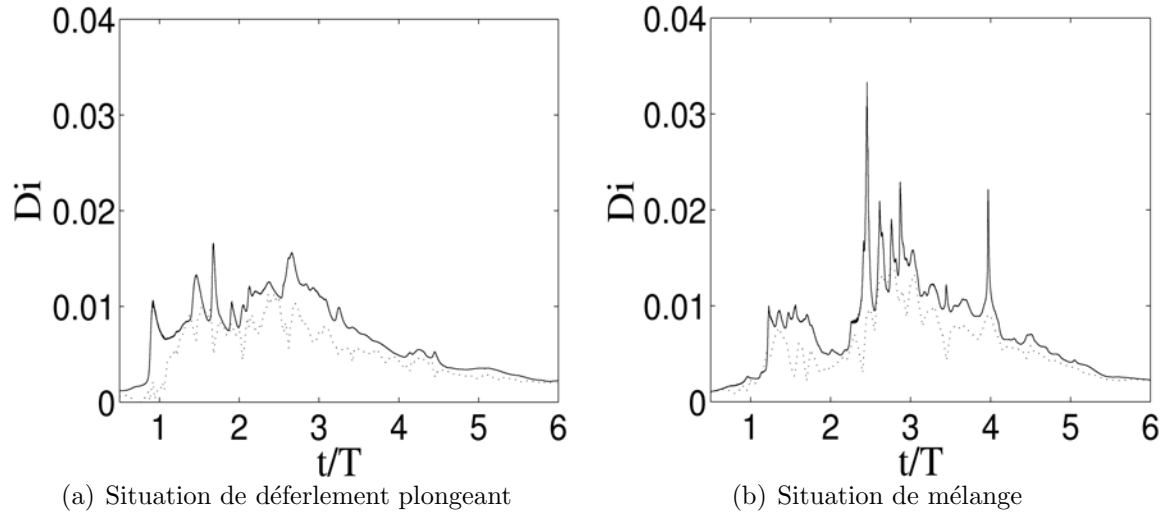


FIG. 5.17 – Evolution temporelle de la dissipation totale Di pour des ondes de Stokes déferlantes, par deux approches intégrales. (a) cas d'un déferlement plongeant et (b) situation de mélange. — : $Di = \int \int \int_{\Omega} d \, d\Omega$ (Eq. 5.5) et \cdots : $Di = -d(\int \int \int_{\Omega} e d\Omega)/dt$ (Eq. 5.6).

ondes non-déferlantes ($\epsilon = 0, 2$), en fonction du nombre de Reynolds. On constate que pour les nombres de Reynolds $Re < 10^5$, la dissipation décroît linéairement mais que pour les valeurs de $Re > 10^5$, la dissipation sature à une valeur de l'ordre de 10^{-5} . Cette quantité est donc représentative de la dissipation numérique et on note qu'elle est faible ($< 5\%$) pour la gamme de valeur du nombre de Reynolds considérés dans ce travail.

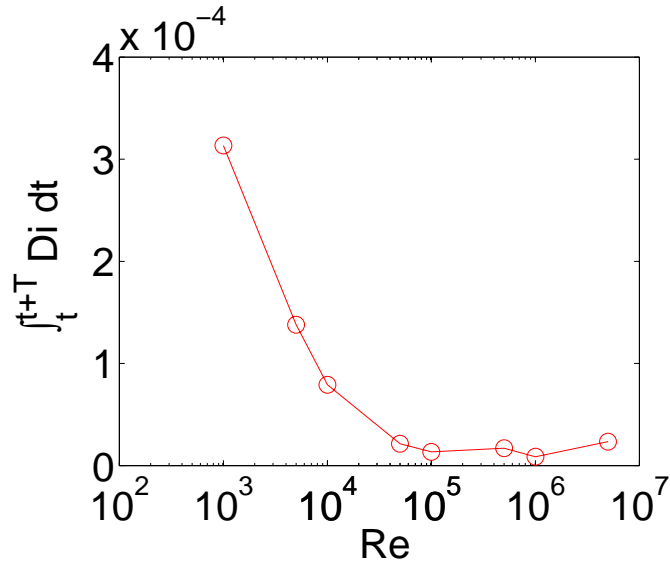


FIG. 5.18 – Dissipation totale moyenne sur une période en fonction du nombre de Reynolds Re pour des ondes de Stokes non-déferlantes ($\epsilon = 0, 2$; $\bar{p} = 770$; $\bar{\mu} = 55$).

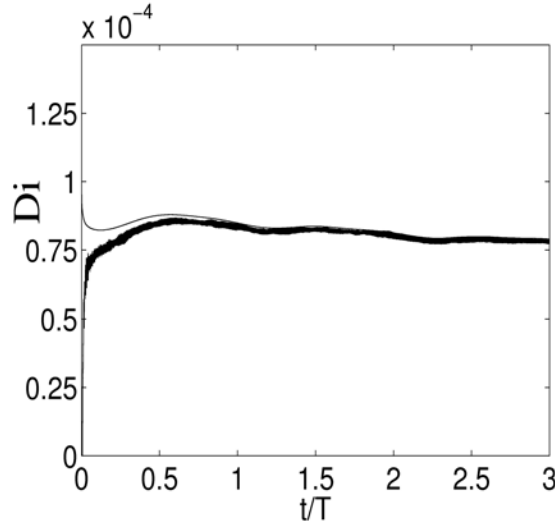


FIG. 5.19 – Evolution temporelle de la dissipation totale Di pour une onde de Stokes non-déferlante, par deux approches intégrales, lorsque des champs de vitesse et pression sont initialisés dans le gaz à $t = 0$ (Eqs. 5.10 à 5.12). — : $Di = \iiint_{\Omega} d \, d\Omega$ (Eq. 5.5) et - - : $Di = -d(\iiint_{\Omega} e d\Omega)/dt$ (Eq. 5.6). .

5.7 Initialisation d'un champ de vitesse dans l'air pour les ondes de Stokes

Nous avons vu précédemment, que la condition initiale pour l'onde de Stokes (gaz au repos) se traduit par une production artificielle de vorticité (et de dissipation) interfaciale qui disparaît ensuite lorsque les contraintes visqueuses sont devenues continues. Afin de limiter cet effet, un champ de vitesse initial dans le gaz est proposé dans cette section.

La définition de ce champ de vitesse dans le gaz qui satisfasse les équations à l'interface est délicate car il n'existe pas,   notre connaissance, de solution théorique correspondante. On choisit donc de définir un champ de vitesse respectant la condition de raccordement des contraintes tangentielles et les conditions de continuité des vitesses à l'interface. Les champs initiaux dans le gaz sont donnés par :

$$\frac{p}{\rho} = \frac{p_0}{\rho} + (kc_{th}^2 - g - k^3 c^2 \beta^2)z \quad (5.10)$$

$$u = c(\beta k e^{kz} \cos(kx) - 1) \quad (5.11)$$

$$v = c\beta k e^{kz} \sin(kx) \quad (5.12)$$

On présente (Fig. 5.19) les résultats obtenus pour une onde de petite cambrure ($\epsilon = 0,2$), les autres nombres adimensionnels étant ceux présentés dans la section 5.2.2. On remarque que la dissipation totale calculée avec l'intégrale du taux de dissipation possède un niveau initial du même ordre de grandeur que la dissipation moyenne. En comparant l'évolution temporelle de la dissipation avec (Fig. 5.19) et sans initialisation de l'air (Fig. 5.16), on constate une réduction significative de la dissipation initiale. On remarque également que la dynamique est ensuite inchangée. Le même constat peut être fait pour les ondes déferlantes de plus grande cambrure ($\epsilon = 0,55$).

5.8 Conclusions

Ce chapitre avait pour objectif la validation du calcul numérique du taux de dissipation. Pour cela, trois écoulements différents ont été choisis pour leur propriétés physiques et leur complexité croissante : un écoulement de Couette en présence d'une interface, une onde de Stokes non-déferlante et une onde de Stokes déferlante dans une situation où l'interface est bien définie (jet plongeant) et une situation plus critique où l'interface est diffuse (région de mélange). Tout d'abord, on a montré que le modèle de viscosité harmonique permettait de respecter le raccord des contraintes tangentielles au travers des interfaces. Ensuite, différentes interpolations pour le calcul du taux de dissipation ont été testées et l'interpolation permettant d'éviter des augmentations brutales du taux de dissipation aux interfaces a été sélectionnée. Pour chaque écoulement testé, deux calculs de la dissipation totale sont possibles : l'une par l'intégration du taux de dissipation, l'autre par le bilan d'énergie global. La comparaison de ces deux approches montre des résultats très similaires, ce qui conforte nos résultats. Ensuite, l'estimation de la dissipation numérique montre qu'elle est négligeable dans la gamme des valeurs du nombre de Reynolds considérés dans ce travail. Enfin, l'implémentation d'une condition initiale de vitesse dans le gaz est présentée.

Chapitre 6

DYNAMIQUE DES ONDES DE STOKES

6.1 Introduction

Le code numérique ayant été validé pour le déferlement d'une onde de Stokes visqueuse (Ch. 4), on souhaite à présent étudier le déferlement pour des fluides usuels tels que l'eau et l'air. On se propose de réaliser une étude paramétrique en faisant varier la cambrure initiale de l'onde et les valeurs du nombre de Reynolds pour étudier l'évolution des ondes et du déferlement en fonction de ces paramètres.

Dans le premier paragraphe de ce chapitre, une discussion sur le choix des paramètres adimensionnels variant dans notre étude est menée. La configuration numérique de l'étude est ensuite présentée. Le second paragraphe du chapitre est consacré à l'étude de l'évolution de l'onde initiale. Il est important de caractériser l'état dans lequel les ondes déferlent. L'évolution temporelle des profils de surface libre, pour différents paramètres, est décrite. On étudie la composition spectrale de la surface libre au cours du temps. Dans un troisième paragraphe, la dynamique de différents régimes d'évolution des ondes observés dans notre étude paramétrique est présentée. Les évolutions spatio-temporelles du taux de présence, des champs de vitesse et de vorticité sont discutées. Nous présentons un diagramme montrant la répartition de ces régimes dans l'espace des paramètres.

6.2 L'étude paramétrique

Pour la configuration initiale d'une onde de Stokes, cinq nombres adimensionnels permettent de décrire l'écoulement (Sect. 4.3) : la cambrure de l'onde $\epsilon = ak$, le nombre de Reynolds $Re(L, c_{th}) = Lc_{th}/\nu$ avec $c_{th} = \sqrt{g/k(1 + \epsilon^2)}$ la célérité théorique de l'onde de Stokes d'ordre 3 et L une échelle de longueur caractéristique, le nombre d'Eötvös ou de Bond $B = \rho g \lambda^2 / \sigma$ et les rapports de densité $\bar{\rho}$ et de viscosité $\bar{\mu}$. Parmi ces nombres, $\bar{\rho}$ et $\bar{\mu}$ sont constants pour des fluides donnés. On a choisi pour l'ensemble de nos simulations les rapports $\bar{\rho} = 770$ et $\bar{\mu} = 55$, représentatifs des rapports entre l'eau et l'air ($\rho_L = 10^3 \text{ kg m}^{-3}$; $\rho_G = 1,3 \text{ kg m}^{-3}$; $\mu_L = 1,3 \cdot 10^{-3} \text{ kg m}^{-1}\text{s}^{-1}$; $\mu_G = 1,85 \cdot 10^{-5} \text{ kg m}^{-1}\text{s}^{-1}$ à 10 degrés).

La longueur capillaire $l_c = \sqrt{\sigma/(\rho g)} = 2,5 \text{ mm}$ est la longueur de coupure entre les ondes capillaires et les ondes gravitaires, σ étant la tension de surface. Pour les vagues que nous souhaitons étudier deux échelles caractéristiques existent. Pour la houle, la longueur

d'onde λ est généralement comprise dans une gamme de l'ordre de 10 à 100 m et son amplitude totale $H = 2a$ de l'ordre de 1 à 10 m. Pour la propagation de telles ondes, l'échelle capillaire est donc négligeable comme l'indique la valeur du nombre de Bond : $B \sim 10^5 \gg 1$. A noter que pour le déferlement dans un réservoir de véhicule, la longueur d'onde varie de 0,5 à quelques mètres et l'amplitude est d'une dizaine de centimètres. Les effets capillaires sont généralement négligeables à cette échelle.

Lorsque les vagues déferlent, des structures de plus petites tailles apparaissent telles que les bulles entraînées sous la surface libre où localement les effets capillaires dominent et contrôlent la taille et la forme des bulles. Dans notre étude numérique, des structures aussi petites sont de l'ordre de grandeur de la maille. N'ayant pas développé de modèle de sous-maille pour décrire la dynamique de ces bulles, les effets capillaires à cette échelle ne sont donc pas correctement décrits. Le choix de ne pas décrire la tension de surface a été fait. Il faut garder à l'esprit que cette hypothèse n'est pas valide pour toutes les phases d'évolution du déferlement.

Finalement, dans nos simulations deux nombres adimensionnels varient : ϵ et $Re(L, c_{th})$, puisque nous nous plaçons dans la limite $B \gg 1$. L'échelle de longueur caractéristique sera la longueur d'onde λ , et l'échelle de vitesse sera la célérité réelle de l'onde c qui sera définie dans la section suivante (Sect. 6.3). Le nombre de Reynolds sera aussi construit tel que : $Re(\lambda, c) = c\lambda/\nu$. Un instant de référence sera aussi défini dans la section suivante (Sect. 6.3) et permettra de définir la cambrure dite initiale $\epsilon_0 = (H_0/2)k$ avec H_0 l'amplitude totale de l'onde à l'instant t_0 . Ces paramètres varient dans une gamme relativement large : $\epsilon_0 \in [0, 2; 0, 68]$ et $Re(\lambda, c) \in [38, 3 \cdot 10^4]$ (soit $\epsilon \in [0, 2; 0, 55]$ et $Re(\lambda, c_{th}) \in [10^2, 10^5]$).

Deux maillages ont été utilisés pour notre étude paramétrique. Le raffinement horizontal du premier maillage (M3) est uniforme avec $\Delta x/\lambda = 5 \cdot 10^{-3}$. Le raffinement vertical de (M3) est uniforme dans une région centrée sur l'onde entre $0,3 < z/\lambda < 0,7$ avec $\Delta z_{min}/\lambda = 1,67 \cdot 10^{-3}$. De part et d'autre de cette région, la taille des mailles croît avec une raison proche de 0,9. Ce raffinement vertical permet un gain de 40% de points de calcul en comparaison à un maillage uniforme équivalent. Le second maillage utilisé (M6) est construit de la même façon que (M3), mais est deux fois plus raffiné : $\Delta x/\lambda = 2,5 \cdot 10^{-3}$ et $\Delta z_{min}/\lambda = 8,33 \cdot 10^{-4}$.

Le maillage de référence est le maillage (M3), le maillage (M6) ayant été généralement utilisé dans des tests de raffinement ou aux limites de transitions entre les différents régimes observés dans nos simulations. Dans la suite du document, l'utilisation de (M6) sera explicitement indiquée.

6.3 Etude de l'évolution de la condition initiale

6.3.1 Profils de surface libre

La figure 6.1 montre l'évolution temporelle du profil de surface libre obtenu pour trois valeurs du nombre de Reynolds $Re(\lambda, c_{th})$: $2,1 \cdot 10^2$; $2,1 \cdot 10^3$ et $4,2 \cdot 10^3$, où $c_{th} = \sqrt{g/k(1 + \epsilon^2)}$ est la célérité théorique d'une onde de Stokes d'ordre 3 et une cambrure $\epsilon = 0,35$. Les cas présentés ne déferlent pas. Pour le nombre de Reynolds le plus faible (Fig. 6.1(a)), l'onde se propage en apparence sans se déformer et s'amortit progressivement sous l'action d'effets visqueux importants. A la fin de la simulation l'amortissement de l'onde initiale est quasi-total. On retrouve le comportement d'un système dissipatif linéaire.

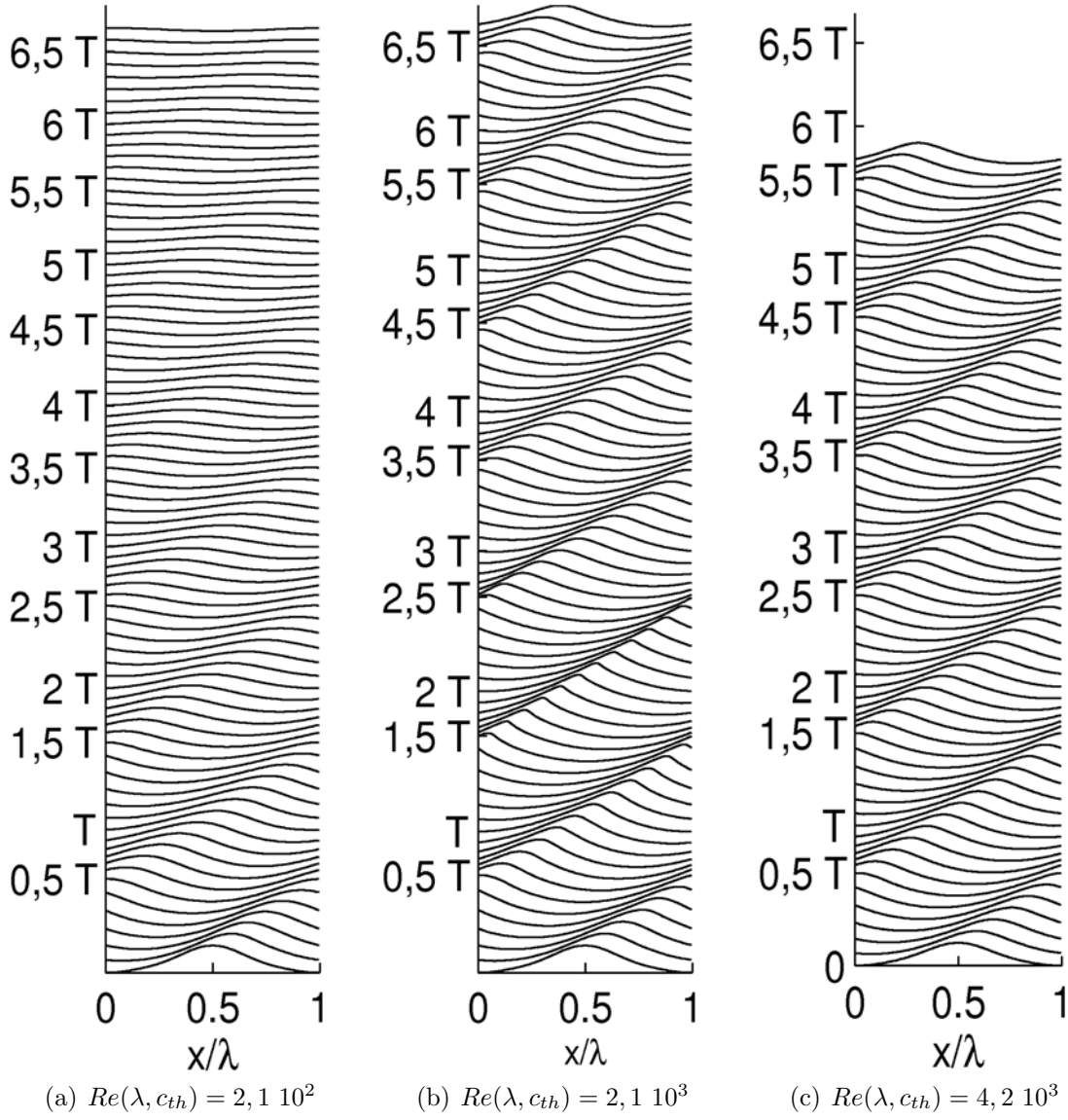


FIG. 6.1 – Evolution temporelle de la surface libre ($C = 0,5$) d'ondes de Stokes d'ordre 3 non-déferlantes ($\bar{\mu} = 55$; $\bar{\rho} = 770$). (a) $\epsilon = 0,35$ et $Re(\lambda, c_{th}) = 2,1 \cdot 10^2$; (b) $\epsilon = 0,35$ et $Re(\lambda, c_{th}) = 2,1 \cdot 10^3$ et (c) $\epsilon = 0,3$ et $Re(\lambda, c_{th}) = 4,2 \cdot 10^3$. $T = \lambda/c_{th}$ est période des ondes avec $c_{th} = \sqrt{g/k(1 + \epsilon^2)}$ la célérité théorique d'une onde de Stokes d'ordre 3.

Dans le second cas (Fig. 6.1(b)), on remarque que la crête de l'onde se raidit pendant les deux premières périodes puis s'amortit comme pour le nombre de Reynolds le plus bas (Fig. 6.1(a)) sur une échelle de temps cependant plus longue. Le système présente un comportement non-linéaire mais il est fortement dissipatif.

Dans le dernier cas présenté (Fig. 6.1(c)) correspondant au nombre de Reynolds le plus élevé, la crête de l'onde se raidit pendant environ $1,5T$, se déraidit sur une période identique, puis se raidit à nouveau. Ce phénomène périodique de raidissement-déraissement est associé à un lent amortissement. L'amplitude de l'onde s'amortit peu sur l'ensemble de la simulation. Dans cette situation, on observe un état non-linéaire entretenu quasiment en équilibre avec les effets visqueux.

On observe donc des comportements de la surface libre assez différents, conditionnés par le nombre de Reynolds caractérisant l'importance des effets visqueux vis-à-vis des effets non-linéaires.

6.3.2 Temps d'adaptation de la solution et onde résultante

Afin de connaître la composition spectrale des ondes au cours du temps, une transformée de Fourier de la position de la surface libre est réalisée à chaque pas de temps. La densité d'énergie $P(k)$ associée à chaque nombre d'onde est calculée : $P(k) = A(k)\overline{A(k)}/\Delta k$, avec $A(k)$: l'amplitude du mode k de Fourier et $\overline{A(k)}$, son complexe conjugué.

La figure 6.2 montre l'évolution temporelle pendant la première demi-période, de la densité d'énergie des six premiers modes de Fourier, pour les trois cas présentés sur la figure 6.1. On remarque tout d'abord que des modes absents de la solution initiale apparaissent dès les premiers instants. La condition initiale s'adapte sur un temps court t_0 , de l'ordre de $t_0 = 0,1T$. On le définit comme étant le temps d'apparition du premier maximum $P(k_4)$ du mode $k_4 = 4k = 8\pi/\lambda$. Nous avons constaté que t_0 est quasi-constant sur l'ensemble des simulations réalisées, i.e. quelle que soit la valeur du nombre de Reynolds et l'amplitude de l'onde. Ce temps sera choisis comme référence dans nos simulations et les quantités dites *initiales* seront évaluées à cet instant et indicées d'un 0.

Ensuite, on peut remarquer que la densité d'énergie $P(k)$ des trois premiers modes initialement présents dans la solution n'ont pas le même comportement temporel que celle des modes d'ordres plus élevés (Figs. 6.2(c), 6.2(d) et 6.2(e)). On constate qu'elle reste assez constante pour les valeurs du nombre de Reynolds Re les plus grands (Figs. 6.2(c) et 6.2(e)) mais pas pour le plus faible (Fig. 6.2(a)). Pour $t < t_0$ (Fig. 6.2(a)), la densité d'énergie $P(k)$ des trois premiers modes reste assez constante. Elle décroît ensuite exponentiellement. Plus le nombre d'onde est grand, plus son taux de décroissance est grand. On remarque aussi que le mode k_3 est modulé par une oscillation de période $2t_0$ pour l'ensemble des cas présentés.

En s'intéressant aux modes d'ordre plus élevés (Figs. 6.2(b), 6.2(d) et 6.2(f)), on constate que leur densité d'énergie $P(k)$ oscille au cours du temps avec une période proche de $2t_0$. L'amplitude de ces oscillations est assez constante après t_0 et non-négligeable devant la valeur moyenne. En comparaison, elle varie entre 20 et 40% pour $P(k_4)$, elle est de l'ordre de grandeur de la valeur moyenne pour $P(k_5)$ et varie de 100 à plus de 200% pour $P(k_6)$. On remarque aussi que cette oscillation est en opposition de phase avec celle du mode k_3 . L'oscillation de $P(k_4)$ croît quand $P(k_3)$ diminue et décroît quand $P(k_3)$ est constant ou augmente.

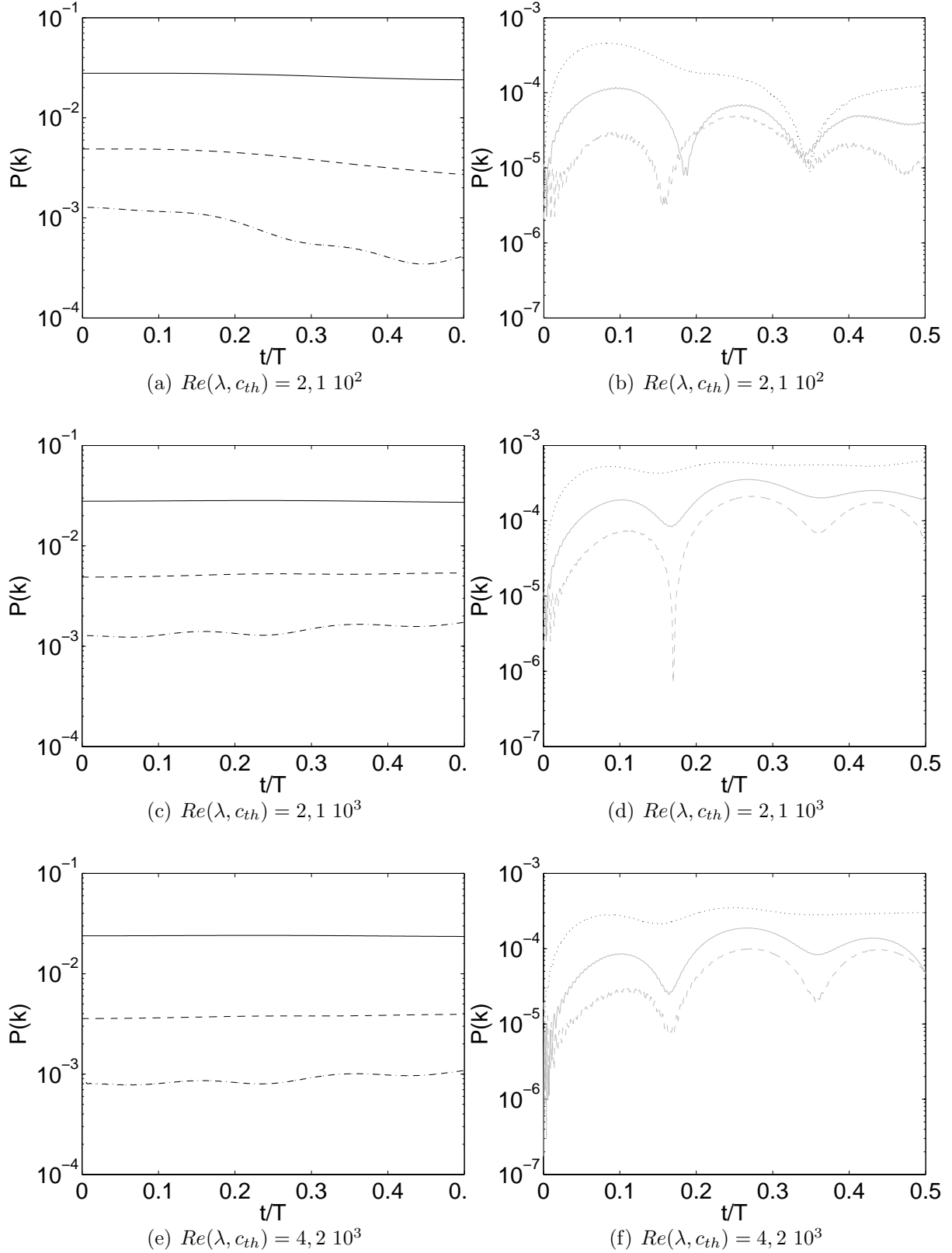


FIG. 6.2 – Evolution temporelle de l'énergie des modes principaux composant la surface libre, dans l'espace de Fourier, pour des ondes de Stokes d'ordre 3 non-déferlantes ($\bar{\mu} = 55$; $\bar{\rho} = 770$). — : $k_1 = k = 2\pi/\lambda$; --- : $k_2 = 2k$; -.- : $k_3 = 3k$; ... : $k_4 = 4k$; - gris : $k_5 = 5k$ et -- gris : $k_6 = 6k$. (a-b) $\epsilon = 0, 35$, $Re(\lambda, c_{th}) = 2, 1 \cdot 10^2$; (c-d) $\epsilon = 0, 35$, $Re(\lambda, c_{th}) = 2, 1 \cdot 10^3$ et (e-f) $\epsilon = 0, 3$, $Re(\lambda, c_{th}) = 4, 2 \cdot 10^3$. La période des ondes représentée est $T = \lambda/c_{th}$.

6.3.3 Evolution des ondes aux temps longs

On s'intéresse à présent à la structure des ondes pour des temps plus longs (Fig. 6.3). La méthode utilisée pour obtenir l'évolution temporelle de la densité d'énergie de chaque mode $P(k)$ est identique à celle présentée dans la section précédente 6.3.2. Pour la valeur du nombre de Reynolds la plus faible (Fig. 6.3(a)), on remarque que $P(k)$ décroît exponentiellement avec des taux de décroissance augmentant avec le nombre d'onde k . On peut noter que la densité d'énergie des trois plus grands nombres d'onde présentés : $P(k_4)$, $P(k_5)$ et $P(k_6)$, sature lorsqu'elle atteint une valeur de l'ordre de 10^{-6} . Cela correspond à la précision des calculs, respectivement à $5, 5T$, $3, 5T$ et $2T$. Cela est cohérent avec le fait que l'on dissipe davantage l'énergie des petites structures. Comme on a pu l'observer sur les profils de surface libre (Fig. 6.1(a)), on retrouve dans ce cas le comportement diffusif que l'on s'attendait à voir et qui sera abordé dans le chapitre sur la dissipation d'énergie (Ch. 7).

On remarque (Fig. 6.3(a)) que la décroissance de $P(k_1)$ est modulée par une oscillation de période $1/2T$. Cette modulation existe pour l'ensemble des modes, même si elle apparaît moins clairement sur les nombres d'ondes d'ordres supérieurs présentés. Différentes pistes ont été suivies afin de comprendre la provenance de cette oscillation. Nous avons dans un premier temps fait des tests de sensibilité (non-reportés ici) au pas de temps et au pas d'espace. Il s'est avéré que le comportement est indépendant des paramètres numériques. Dans un second temps, on s'est assuré que la condition de périodicité appliquée sur les parois latérales du domaine numérique, soit correctement décrite, en vérifiant que la quantité de mouvement, le champ de pression et le taux de présence entrants et sortants du domaine numérique sont identiques. Ensuite, nous avons considéré l'effet du confinement. En effet, le tourbillon formé dans l'air au-dessus de la crête de l'onde aurait pu être comprimé entre la surface libre et le haut du domaine numérique pendant les phases de croissance de l'amplitude de l'onde et ainsi modifier périodiquement les transferts de quantité de mouvement entre les deux phases. Cependant, en doublant la taille du domaine de calcul suivant la verticale (2λ) tout en maintenant l'onde initialement centrée en $(x_0; z_0) = (0, 5\lambda; 0, 5\lambda)$, nous avons observé des résultats identiques. De même, l'initialisation ou non du champ de vitesse dans l'air, ne semble pas avoir de répercussion sur l'évolution temporelle de la surface libre à long terme.

De nombreux auteurs étudiant la configuration d'ondes de Stokes ont également observé cette oscillation de période voisine de $1/2T$ (Longuet-Higgins and Cokelet (1976), Yang and Tryggvason (1997), Song and Sirviente (2004)). Longuet-Higgins and Cokelet (1976) observent cette oscillation sur les courbes d'énergie cinétique et potentielle et suggère la présence d'une onde stationnaire présente dans le domaine numérique. Cette hypothèse est plausible mais est difficilement vérifiable. Yang and Tryggvason (1997) retrouvent l'oscillation sur les évolutions temporelles de l'amplitude totale H et l'associent à un effet du maillage. Ils justifient cette affirmation en observant que l'amplitude des oscillations $H_{Osc} = 1/3\Delta z$ décroît proportionnellement au raffinement vertical Δz . Cependant, dans leurs simulations, une maille à peine permet de décrire H_{Osc} , ce qui semble insuffisant. Dans notre étude, la résolution de H_{Osc} varie de 2 à plus de 20 mailles sur l'ensemble des simulations réalisées, ce qui nous permet d'être plus confiant sur l'existence de cette oscillation. Il est probable qu'il existe un seuil de raffinement à partir duquel, H_{Osc} ne varie plus et qu'il n'ait pas été atteint dans les simulations de Yang and Tryggvason (1997).

En dehors du mode fondamental (Fig. 6.3(a)), l'évolution temporelle de la densité

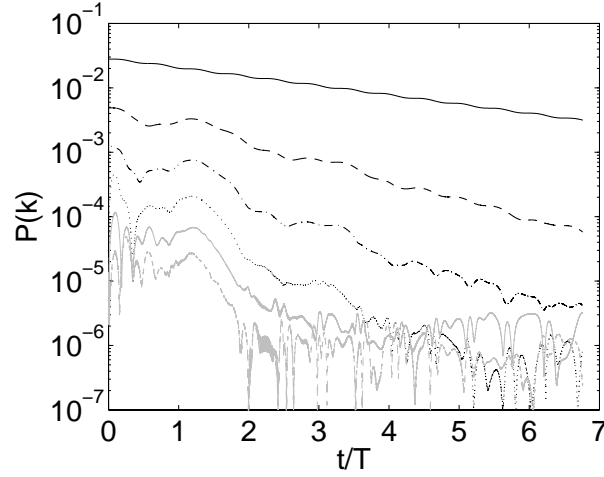
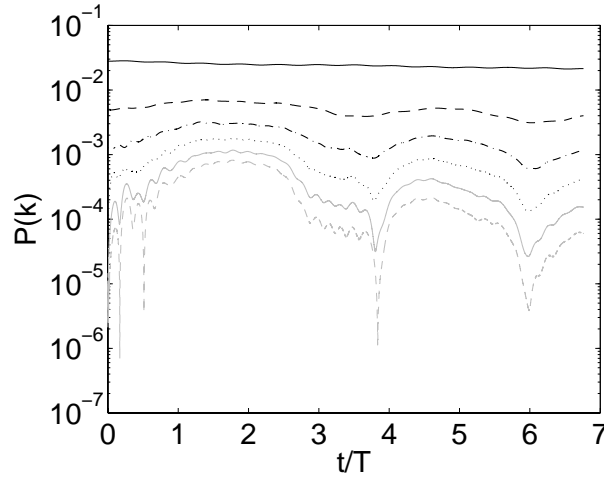
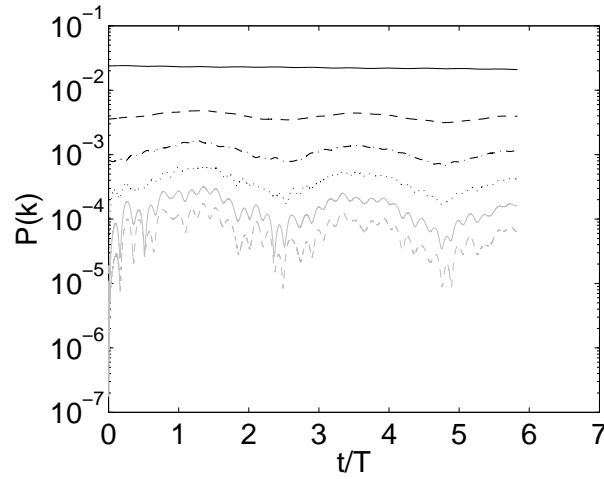
(a) $Re(\lambda, c_{th}) = 2,1 \cdot 10^2$ (b) $Re(\lambda, c_{th}) = 2,1 \cdot 10^3$ (c) $Re(\lambda, c_{th}) = 4,2 \cdot 10^3$

FIG. 6.3 – Evolution temporelle de l'énergie des modes principaux composant la surface libre dans l'espace de Fourier, pour des ondes de Stokes d'ordre 3 non-déferlantes. ($\bar{\mu} = 55$; $\bar{\rho} = 770$). $-$: $k_1 = k = 2\pi/\lambda$; $--$: $k_2 = 2k$; $-.$: $k_3 = 3k$; \dots : $k_4 = 4k$; $-$ gris : $k_5 = 5k$ et $--$ gris : $k_6 = 6k$. (a) $\epsilon = 0,35$, $Re(\lambda, c_{th}) = 2,1 \cdot 10^2$; (b) $\epsilon = 0,35$, $Re(\lambda, c_{th}) = 2,1 \cdot 10^3$ et (c) $\epsilon = 0,3$, $Re(\lambda, c_{th}) = 4,2 \cdot 10^3$. La période des ondes représentée est $T = \lambda/c_{th}$.

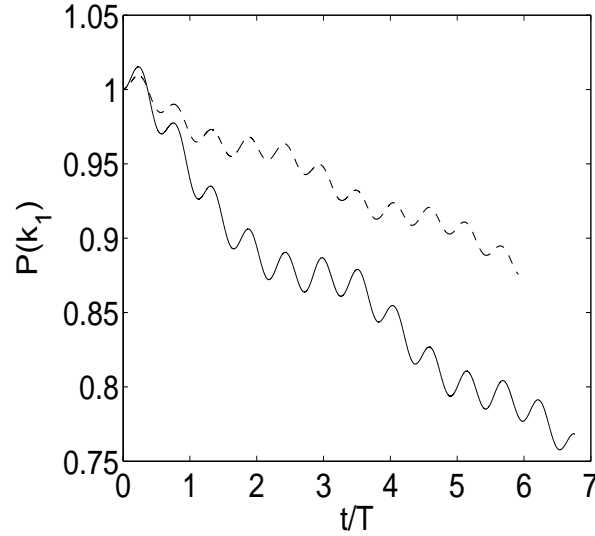


FIG. 6.4 – Evolution temporelle de l'énergie du mode principal $k_1 = k = 2\pi/\lambda$ de la surface libre dans l'espace de Fourier, d'une onde de Stokes d'ordre 3 non-déferlante ($\bar{\mu} = 55$; $\bar{\rho} = 770$; $\epsilon = 0,35$). — : $Re(\lambda, c_{th}) = 2,1 \cdot 10^3$; --- : $Re(\lambda, c_{th}) = 4,2 \cdot 10^3$.

d'énergie des modes $P(k)$ est aussi modulée par des oscillations de périodes variées allant de t_0 à $2T$ qui s'amortissent au cours du temps.

Afin de comprendre ce comportement, on s'intéresse à présent au cas du nombre de Reynolds le plus élevé (Fig. 6.3(c)). Tout d'abord, on remarque d'une façon générale, que la densité d'énergie des modes décroît peu au cours du temps. Le taux de décroissance est très faible en comparaison au cas du plus faible nombre de Reynolds (Fig. 6.3(a)). Cela s'explique par une dissipation visqueuse beaucoup plus faible. L'évolution temporelle de la densité d'énergie du mode k_1 est représentée sur la figure 6.4. La densité d'énergie du mode fondamental décroît dans le temps avec des taux de décroissance différents au cours du temps. En effet, durant $1,25T$ le taux de décroissance est de l'ordre de $2,5 \cdot 10^{-3}t/T$, entre $1,25T$ et $2,5T$ environ, il est deux fois plus faible, entre $2,5T$ et $3,75T$, le taux de décroissance redevient ensuite identique au taux initial. Ces changements du taux de décroissance se reproduisent donc dans le temps avec une fréquence d'environ $1,25T$. Les modes d'ordre supérieur au fondamental sont modulés par une oscillation de période longue, proche de $2,5T$ (Fig. 6.3(c)) dont la fréquence se maintient dans le temps. Ces modes semblent asservis et suivre une même évolution temporelle. En reliant cette oscillation avec l'évolution temporelle de la densité d'énergie du mode fondamental $P(k_1)$ (Fig. 6.4), on constate que les phases de croissance de $P(k_i)$ ($i > 1$) correspondent aux phases où le taux de décroissance de $P(k_1)$ est le plus élevé. Inversement, les phases de décroissance de $P(k_i)$ $i > 1$ correspondent aux phases où le taux de décroissance de $P(k_1)$ est le plus faible. On constate donc qu'il y a un transfert d'énergie du fondamental vers les harmoniques responsable des oscillations observées.

On peut rapprocher l'évolution temporelle de la structure de l'onde pour le nombre de Reynolds le plus élevé (Fig. 6.3(c)) aux phénomènes de récurrence de Fermi-Pasta-Ulma (PFU). Yasuda and Mori (1997) ont étudié les phénomènes de récurrence non-linéaire pour des ondes de Stokes d'ordre 1 perturbées par des nombres d'ondes proches du mode fondamental et de faibles densités d'énergie. Parmi les différentes évolutions temporelles

des densités d'énergie des modes, ils observent une évolution simple, correspondant aux phénomènes de récurrence de PFU et s'exprimant par une succession de modulations et de démodulations d'un train d'ondes de Stokes. La différence principale entre nos résultats et ceux de Yasuda and Mori (1997) est le temps caractéristique des modulations : de l'ordre de $100T$ pour Yasuda and Mori (1997) et de l'ordre de T dans nos simulations. Cet écart est associé au Δk entre les modes, le temps caractéristique des modulations étant inversement proportionnel à Δk .

Un troisième cas est présenté (Fig. 6.3(b)) pour une valeur intermédiaire du nombre de Reynolds : $Re(\lambda, c_{th}) = 2, 1$. L'évolution temporelle de la densité d'énergie des modes $P(k)$ est intermédiaire entre celle obtenue pour une valeur du nombre de Reynolds inférieure (Fig. 6.3(a)) où les effets visqueux dominent et celle pour une valeur du nombre de Reynolds supérieure (Fig. 6.3(c)) où les non-linéarités persistent. On peut remarquer dans ce cas (Fig. 6.3(b)) que l'oscillation pour les harmoniques a une période qui diminue au cours du temps et semble converger vers une évolution proche de celle observée pour le Reynolds le plus faible (Fig. 6.3(a)).

6.3.4 Effet de la condition initiale

On a pu observer précédemment que l'onde initiale s'enrichissait rapidement en harmoniques jusqu'à t_0 . Nous avons imposé comme condition initiale une onde de Stokes constituée de trois harmoniques. Nous souhaitons maintenant étudier l'effet de cette condition initiale sur le développement de l'onde et de l'apparition des harmoniques. On impose donc pour cela, deux autres conditions initiales. L'une est d'ordre 1, définie par :

$$\eta_{O1}(x, 0) = a \cos(kx) \quad (6.1)$$

où la célérité linéaire est à l'ordre 1 :

$$c_{O1} = c_{lin} = \sqrt{\frac{g}{k}} \quad (6.2)$$

et l'autre est l'onde de Stokes d'ordre 4, telle que :

$$\eta_{O4}(x, 0) = \frac{1}{2}a^2k + a \cos(kx) + \frac{1}{2}a^2k(1 + a^2k^2\frac{5}{2}) \cos(2kx) + \frac{3}{8}a^3k^2 \cos(3kx) + \frac{5}{16}a^4k^3 \cos(4kx) \quad (6.3)$$

avec la célérité à l'ordre 4 est :

$$c_{O4} = \sqrt{\frac{g}{k}(1 + a^2k^2 + \frac{5}{4}a^4k^4)} \quad (6.4)$$

Les champs de vitesse et pression sont donnés par l'équation 4.1

La figure 6.5 compare les densités d'énergie des 6 premiers modes obtenus pour des ondes de Stokes initialement d'ordre 1, 3 et 4. Tout d'abord, on constate que quel que soit l'ordre initial de l'onde de Stokes, des modes d'ordre supérieurs apparaissent rapidement. Ensuite, on remarque que l'évolution temporelle de la densité d'énergie des modes pour Stokes 3 et 4 sont très proches. Le mode k_4 qui se développe dans le cas d'une onde de Stokes d'ordre 3 atteint le même niveau que dans le cas d'une onde initialement d'ordre 4. Cela montre que l'ordre 3 initialement imposé dans nos simulations semble suffisant

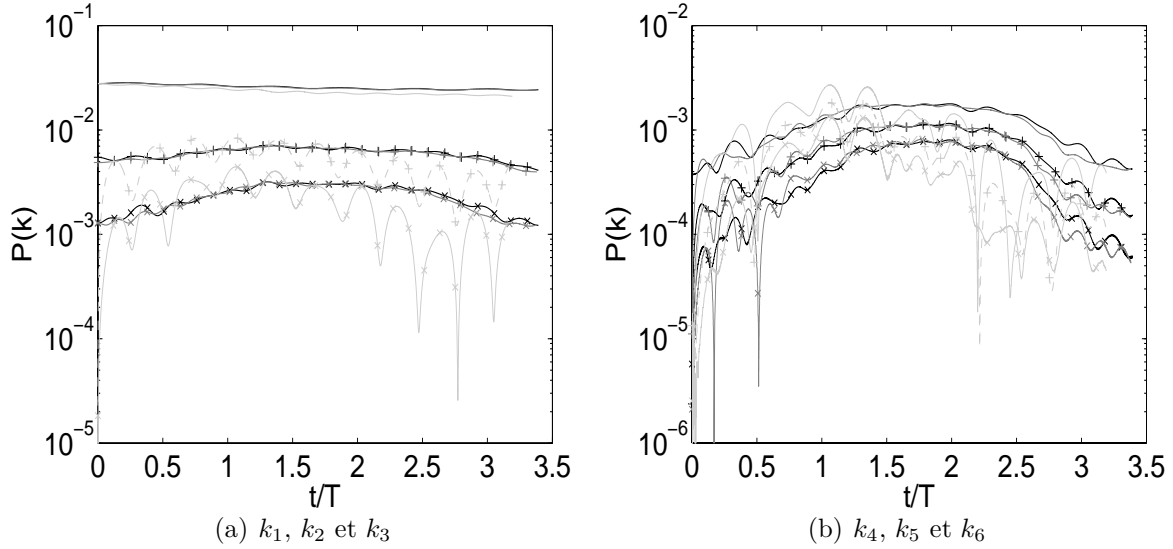


FIG. 6.5 – Effet des modes principaux de la surface libre pour des ondes de Stokes initiale d'ordre 1 (en gris clair), d'ordre 3 (en gris foncé) et 4 (en noir) ($\epsilon = 0,35$; $Re = 2,1 \cdot 10^3$, $\bar{\mu} = 55$; $\bar{p} = 770$). (a) – : $k_1 = k = 2\pi/\lambda$; + : $k_2 = 2k$ et \times : $k_3 = 3k$; (b) – : $k_4 = 4k$; + : $k_5 = 5k$ et \times : $k_6 = 6k$.

pour représenter correctement l'évolution temporelle de la structure de l'onde. Enfin, les densités d'énergie des modes pour une onde de Stokes d'ordre 1 se superposent relativement moins bien mais de manière acceptable, à ceux obtenus pour les ondes de Stokes d'ordre 3 et 4, d'environ 1%. L'ordre 1 semble donc suffisant pour caractériser l'évolution temporelle de la structure de l'onde. Ce test montre surtout que la résolution numérique décrit de manière très intéressante l'apparition des modes d'ordre élevé.

6.3.5 Célérité de l'onde et des harmoniques

Les comportements transitoires mis en évidence pendant l'évolution temporelle de la surface libre d'une onde de Stokes (Fig. 6.3) peuvent être causés par la dispersion des harmoniques de l'onde. On serait dans ce cas en présence d'un paquet d'onde modulé dans le temps et non d'une onde de Stokes monochromatique. Il est important de vérifier que les harmoniques de l'onde de Stokes sont liés. Sur la figure 6.6 sont représentés les célérités des six premiers harmoniques contenus dans l'onde. On observe que la célérité des harmoniques de l'onde est identique à un 1% près à celle du fondamental. La célérité des modes est cependant supérieure à la célérité linéaire d'une onde de Stokes avec un écart de l'ordre de 8%. Elle dépasse même la célérité d'une onde de Stokes d'ordre 4, ce qui est en accord avec la génération de modes d'ordre supérieur à 4 pendant la phase d'établissement de la solution, $t < t_0$.

6.3.6 Energies avant le déferlement

Afin de caractériser dans quel état les ondes de Stokes déferlent dans nos simulations, la figure 6.7 montre l'évolution temporelle de la densité d'énergie des six premiers modes jusqu'à l'instant de déferlement, pour différentes valeurs du nombre de Reynolds : $Re(\lambda, c) = 3,6 \cdot 10^2$, $1,14 \cdot 10^3$ et $4,5 \cdot 10^3$. L'instant de déferlement est défini comme étant

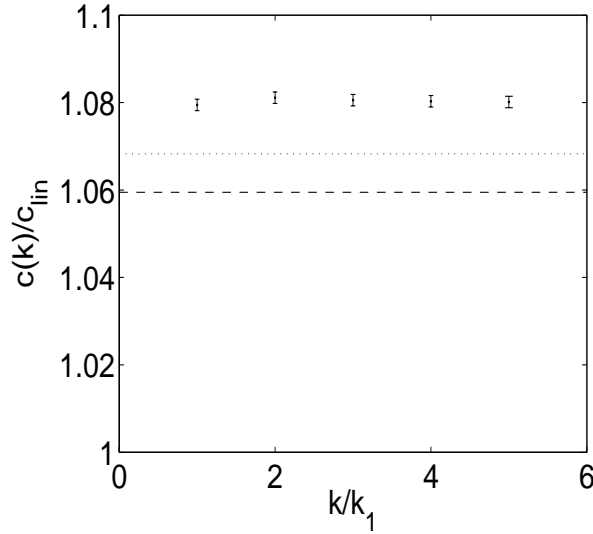


FIG. 6.6 – Célérité des harmoniques d'une onde de Stokes initialement d'ordre 3 non-déferlante, normalisée par la célérité linéaire c_{lin} (Eq. 6.2) ($\epsilon = 0,35$; $Re(\lambda, c_{th}) = 7 \cdot 10^3$; $\bar{\mu} = 55$; $\bar{\rho} = 770$). • : $c(k_i) = \omega(k_i)/k_i$ ($i = 1$ à 5) avec $\omega(k_i)$ la pulsation associée au nombre d'onde k_i et I : barre d'erreur sur la mesure de $\omega(k_i)$. — : c_{th} ; ... : c_{O4} (Eq. 6.4).

l'instant où le profil de la surface libre ($C = 0,5$) devient multivalué. On remarque que pour les trois cas présentés, le déferlement a lieu lorsque l'énergie des modes k_4 , k_5 et k_6 est maximale, ce qui est cohérent avec la forme raide des fronts lorsque les ondes atteignent cet instant de déferlement.

6.3.7 Calcul de la célérité des ondes déferlantes

L'estimation classique de la célérité à partir de la pulsation de l'onde et de la longueur d'onde, nécessite des temps de simulation relativement longs. Pour les ondes déferlantes, lorsque le déferlement se produit à $t/T < 1$, une telle mesure est imprécise. Une seconde méthode d'estimation de la célérité est donc nécessaire.

Une première possibilité pour ce calcul peut être à partir de l'abscisse du maximum du sommet des ondes. Cependant, la crête des ondes peut se dissymétriser par le développement des non-linéarités (Fig. 6.8). L'abscisse du maximum local d'amplitude est donc fonction du développement de ces non-linéarités et n'est pas représentatif de la célérité de l'onde. Cette méthode n'a pas été retenue.

Le méthode que nous avons retenue consiste à estimer la célérité à partir de l'abscisse des points du profil de surface libre proches du creux. Cette méthode a été choisie car nous avons constaté que le creux de l'onde se déforme peu. On vérifie que pour les cas non-déferlants cette estimation de la célérité est en accord avec la méthode de relevé de la pulsation. L'écart maximum entre ces deux méthodes est de 5%. Cette méthode est appliquée pour le calcul de la célérité lorsque le calcul par la pulsation de l'onde n'est pas possible.

La célérité ainsi calculée pour l'ensemble des simulations réalisées est dans la suite du document l'échelle de vitesse caractéristique pour la construction de nombre de Reynolds $Re(\lambda, c)$.

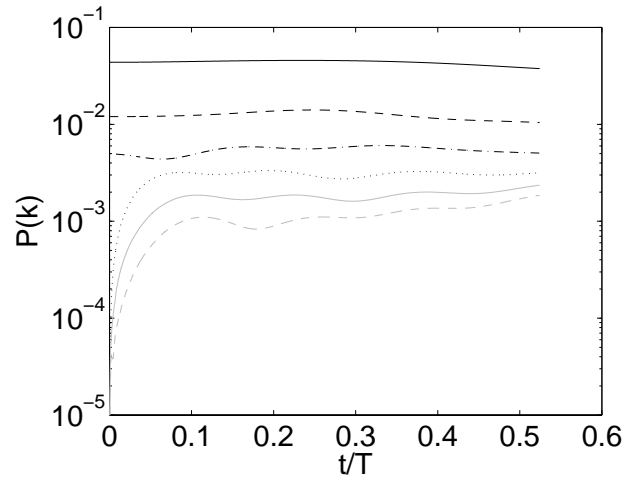
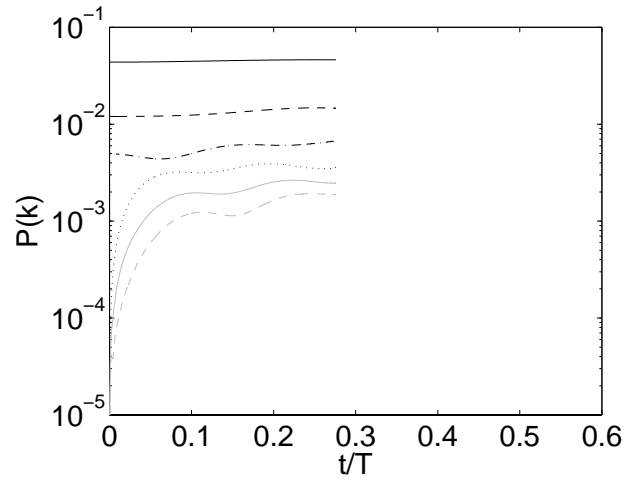
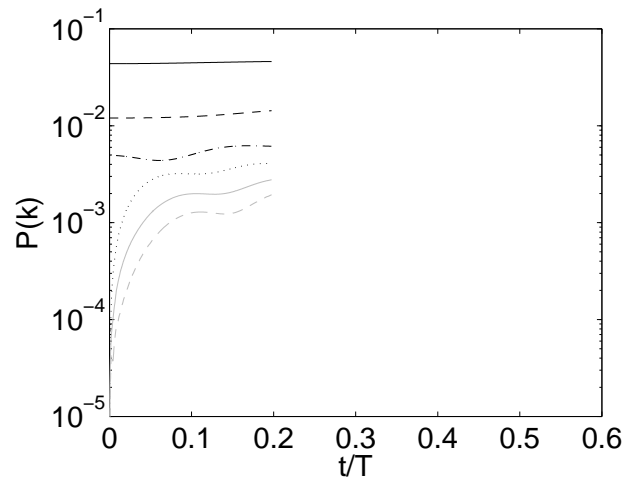
(a) $Re(\lambda, c) = 3,6 \cdot 10^2$ (b) $Re(\lambda, c) = 1,1 \cdot 10^3$ (c) $Re(\lambda, c) = 4,5 \cdot 10^3$

FIG. 6.7 – Evolution temporelle de l'énergie des modes principaux composant la surface libre dans l'espace de Fourier, pour des ondes de Stokes d'ordre 3 déferlantes, jusqu'à l'instant de déferlement. ($\epsilon = 0,55$; $\bar{\mu} = 55$; $\bar{p} = 770$). — : $k_1 = k = 2\pi/\lambda$; — — : $k_2 = 2k$; -.- : $k_3 = 3k$; ... : $k_4 = 4k$; - gris : $k_5 = 5k$ et -- gris : $k_6 = 6k$. (a) $Re(\lambda, c) = 3,6 \cdot 10^2$; (b) $Re(\lambda, c) = 1,14 \cdot 10^3$ et (c) $Re(\lambda, c) = 4,5 \cdot 10^3$. La période des ondes représentées est $T = \lambda/c$.

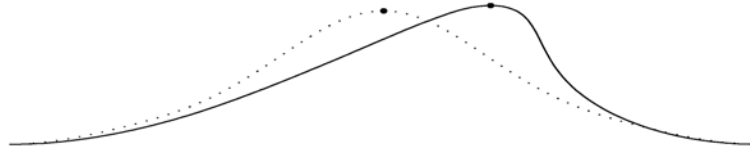


FIG. 6.8 – Exemple de profils de surface libre pour une phase de dissymétrisation de la crête dans un cas déferlant. — : profil d'une onde dissymétrisée; ... : onde d'amplitude équivalente et • : position des maxima d'amplitude.

6.4 Régimes d'évolution de l'onde

Différentes évolutions caractéristiques des ondes de Stokes ont été observées dans la gamme de paramètres étudiés. Dans cette partie, chacun de ces régimes est décrit successivement par la dynamique du taux de présence, des champs de vitesse et de vortacité.

Le premier régime observé et déjà présenté dans le paragraphe précédent (Sect. 6.3) est le régime non-déferlant. Ce premier régime est mis en regard du second régime observé : le régime déferlant. Une cartographie dans l'espace des paramètres est ensuite présentée et discutée par rapport aux critères de déferlement classiques. Deux types de déferlement, que l'on peut distinguer dès les premiers instants apparaissent : le déferlement glissant et le déferlement plongeant. La troisième partie de ce paragraphe est consacrée à la description d'un cas de déferlement glissant et la quatrième aux déferlements plongeants. Parmi les déferlements plongeants trois évolutions différentes seront distinguées. Enfin, une cartographie classifiant l'ensemble des régimes observés est présentée dans l'espace des paramètres étudiés.

6.4.1 Ondes non-déferlantes

Le premier régime caractéristique étudié correspond aux ondes non-déferlantes.

Dynamique de la surface libre

La figure 6.9 montre la distribution spatiale du taux de présence dans un cas non-déferlant. L'onde est initialement centrée dans le domaine (Fig. 6.9(a)). La cambrure initiale de l'onde étant grande dans ce cas ($\epsilon_0 = 0,61$) et supérieure à la cambrure critique de Stokes ($\epsilon_c = 0,44$, Lamb (1932)). La crête de l'onde se dissymétrise et se raidit (Figs. 6.9(b) à 6.9(d)). Sans des effets visqueux aussi forts ($Re(\lambda, c) = 134$), cette onde serait instable et déferlerait comme constaté dans la simulation de Chen *et al.* (1999) reproduite dans la section 4.3.1.

L'onde perd en l'amplitude au cours du temps (Figs. 6.9(d) à 6.9(h)), elle retrouve une forme symétrique après $2T$. On pourrait penser que l'onde se resymétrise à partir du moment où sa cambrure devient inférieure à ϵ_c , ce qui n'est pas le cas car ϵ_c est atteinte à $t/T = 0,6$. Après $3,5T$ (Fig. 6.9(h)), l'onde a perdu 83% de son amplitude à t_0 . Elle s'amortit jusqu'à disparaître. Ce temps caractéristique de décroissance sera étudié dans le chapitre 7 consacré à l'étude de la dissipation.

Dynamique de la vortacité

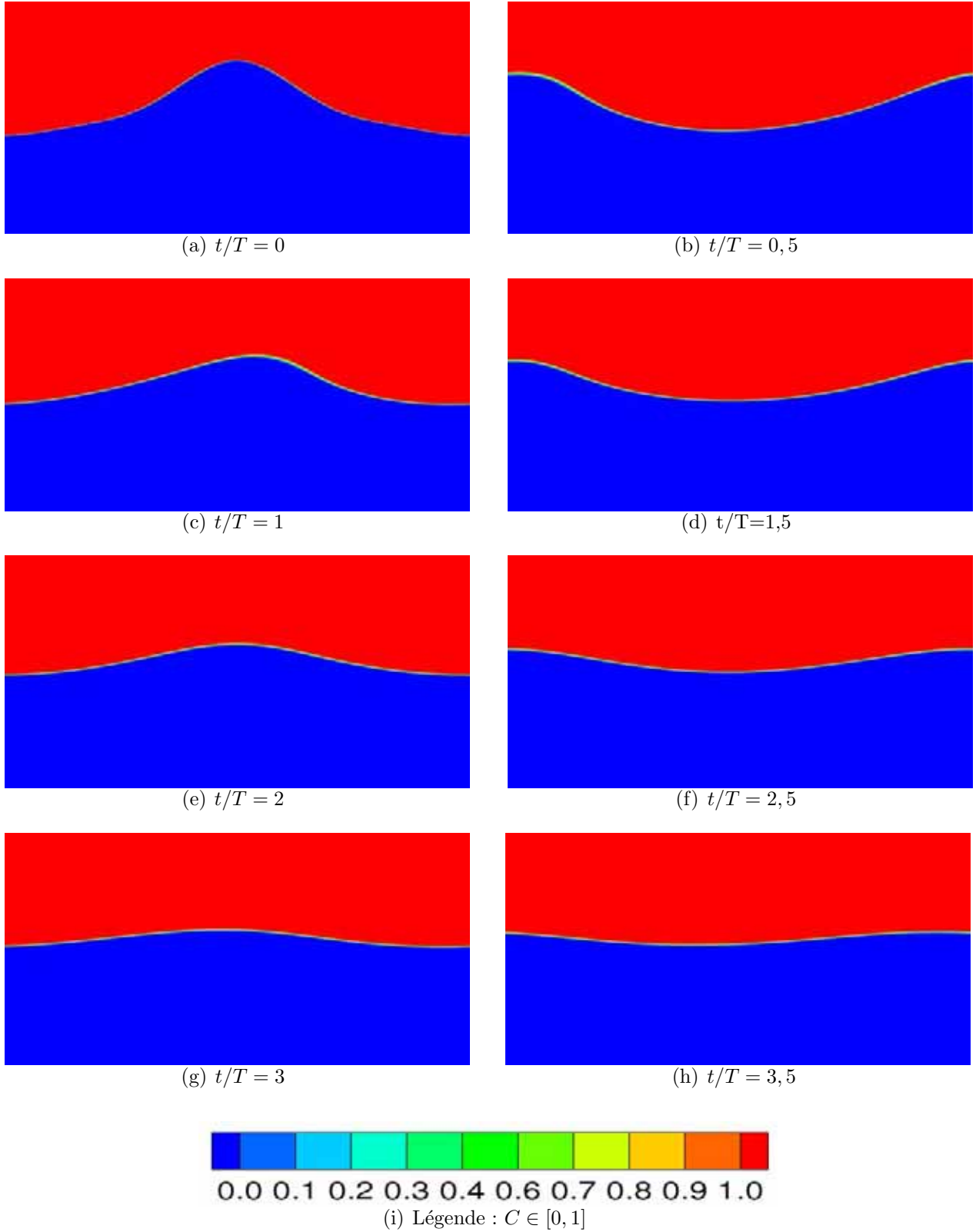


FIG. 6.9 – Distribution spatiale du taux de présence C pour une onde de Stokes non-déferlante ($\epsilon_0 = 0,61$; $Re(\lambda, c) = 134$; $\bar{\mu} = 55$; $\bar{\rho} = 770$). $0,2 < z/\lambda < 0,8$ et $0 < x/\lambda < 1$.

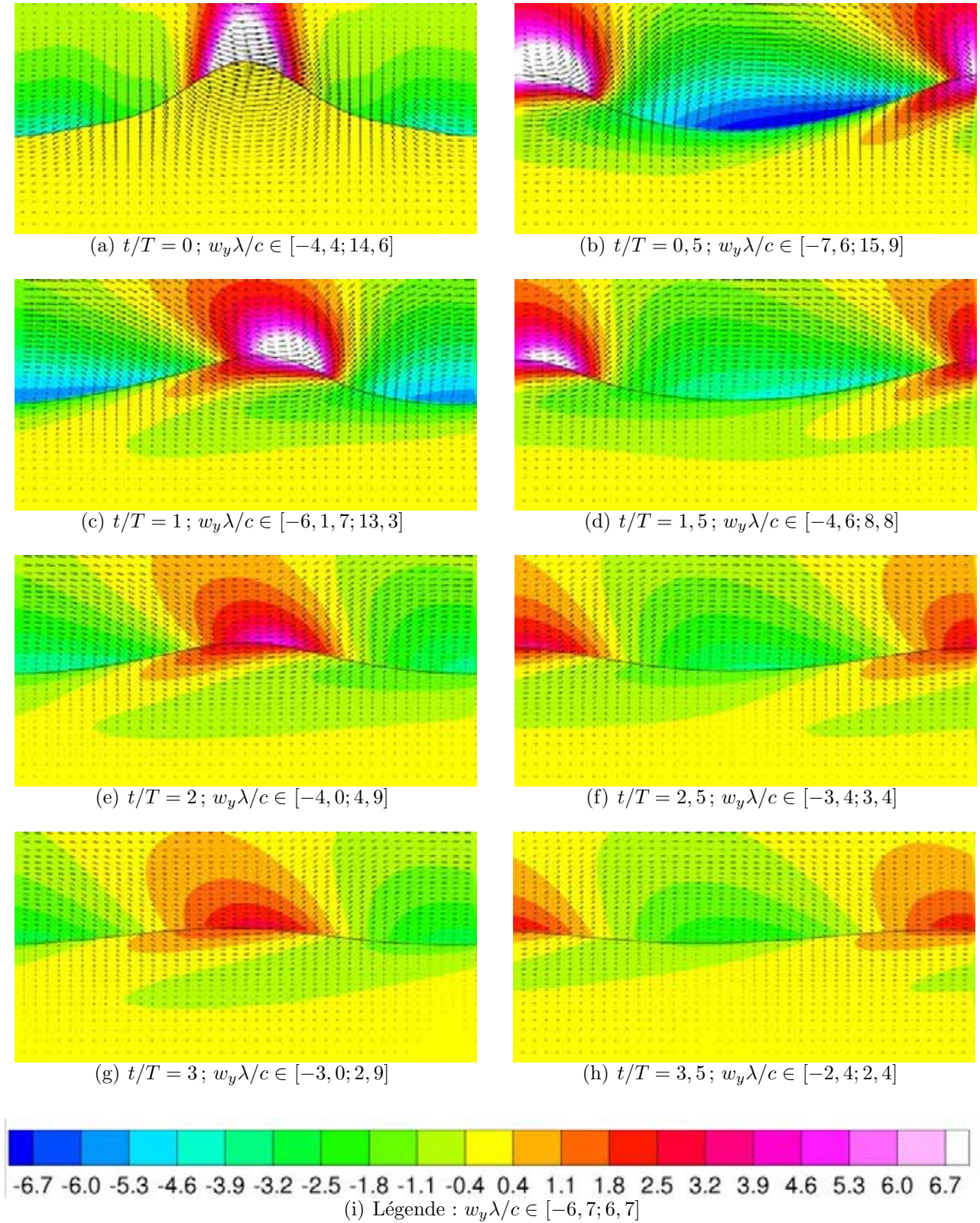


FIG. 6.10 – Distribution spatiale de la vorticité $\omega_y = \underline{\omega} \cdot \underline{e}_y$ adimensionnée par c/λ pour une onde de Stokes non-déferlante ($\epsilon_0 = 0,61$; $Re(c, \lambda) = 1,34 \cdot 10^2$; $\bar{\mu} = 55$; $\bar{p} = 770$). $0,2 < z/\lambda < 0,8$ et $0 < x/\lambda < 1$.
 – : iso-contour $C = 0,5$; \rightarrow : vecteur vitesse.

La figure 6.10 montre le champ de vorticité aux même instants que ceux reportés sur la figure 6.9. La vorticité est adimensionnée par c/λ . La condition initiale étant irrotationnelle (Fig. 6.10(a)), la vorticité initiale dans le liquide est nulle. Dans le gaz, de la vorticité positive existe au dessus de la cr te et de la vorticité négative aux creux. En effet, le champ de vitesse initial n'est pas solution du problème potentiel diphasique car nous l'avons choisi de manière à respecter les conditions aux limites de continuité des contraintes tangentielles et de continuité des vitesses.

On remarque qu'en se propageant l'onde ne reste pas irrotationnelle (Fig. 6.10(b)). En effet, sous l'effet conjoint d'une vitesse interfaciale et d'une interface courbe, une interface produit de la vorticité (Batchelor (1967)). Ainsi, de la vorticité négative est générée après $1/2T$   la surface libre au creux de l'onde et est transportée dans le fluide à proximité de l'interface, dans une région s'étalant sous la crête (Fig. 6.10(b)). Les niveaux de vorticité adimensionnelle sont faibles dans l'eau avec un minimum de $-3c/\lambda$. Au sommet de la cr te de l'onde (Fig. 6.10(b)), de la vorticité positive est générée à la surface libre. Elle est transportée dans la cr te et la région de vorticité formée qui s'étend vers l'arrière de l'onde. L'intensité de cette vorticité positive dans le liquide est du même ordre de grandeur que la vorticité négative au creux mais plus de deux fois supérieur ($w_{yL} = 8c/\lambda$) car la courbure de l'interface y est plus importante.

Dans le gaz (Fig. 6.10(b)), un tourbillon s'est formé au sommet de la crête, source de vorticité positive avec un maximum de $w_y = 15,9c/\lambda$, deux fois supérieur au maximum dans le liquide. Au-dessus du creux de l'onde, un tourbillon ayant une forme elliptique génère une région de vorticité négative qui débute à l'arrière de la crête, à une ordonnée proche du niveau de repos du liquide et s'étend sur le creux de l'onde. L'intensité maximale de vorticité négative dans cette région est $w_y = -7,6c/\lambda$. Les plus hauts niveaux de vorticité sont donc générés dans le gaz 55 fois moins visqueux que le liquide.

Au cours de la propagation de l'onde (Figs. 6.10(c)   6.10(h)), la ditribution de vorticité dans le liquide évolue peu et les intensités de vorticité positive et négative diminuent, par diminution de la courbure de la surface libre : $w_{yL} \in [-1, 14; 1, 40]c/\lambda$ à $t/T = 3, 5$.

6.4.2 Transition vers le déferlement

Nous nous intéressons maintenant à la transition entre le régime non-déferlant et le régime déferlant.

6.4.2.1 Classification des régimes non-déferlants et déferlants

La figure 6.11 présente les cas déferlants et non-déferlants dans l'espace des paramètres : H_0/λ et $Re(\lambda, c)$ basés sur les valeurs initiales de l'onde ($t = t_0$). On observe que les cas déferlants et non-déferlants forment deux régions bien distinctes. Pour la gamme des paramètres couverts, une zone de transition nette existe. De manière générale, le déferlement se produit pour les grands nombres de Reynolds et les grandes cambrures. On semble cependant observer une valeur asymptotique d'un nombre de Reynolds critique constant en-dessous duquel il n'y a pas de déferlement quelle que soit la cambrure. De même, on semble observer qu'il existe une cambrure limite en-dessous de laquelle il n'y a pas de déferlement quel que soit le nombre de Reynolds. Ce dernier phénomène est qualitativement en accord avec le critère de Stokes également reporté sur le diagramme 6.11.

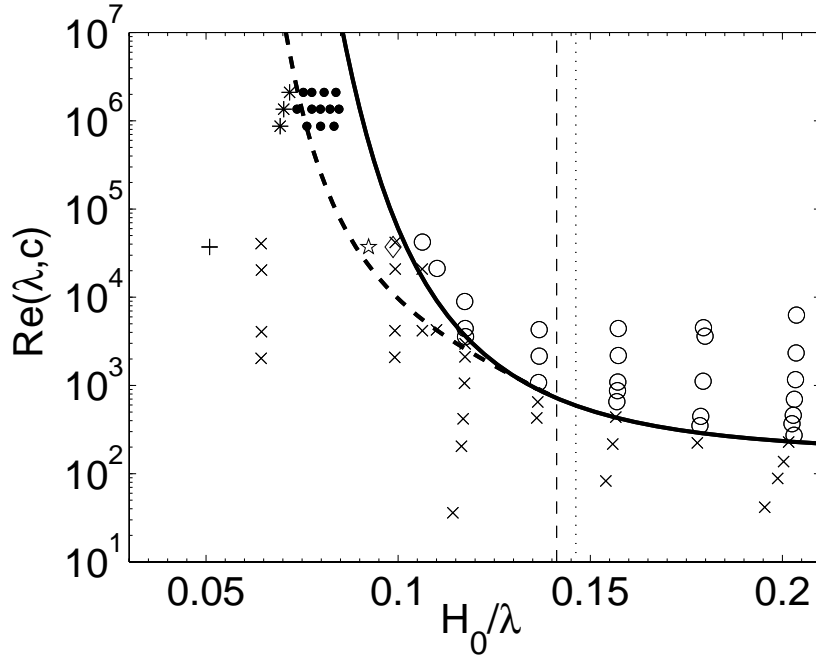


FIG. 6.11 – Classification des régimes non-déferlant et déferlant dans l'espace des paramètres H_0/λ et $Re(\lambda, c)$. \times : régime non-déferlant ; \circ : régime déferlant ; - : critère de déferlement (Eq. 6.5) ; -- : critère de déferlement appliqué aux mesures de Loewen and Melville (1991a) (Eq. 6.5) ; ... : $\epsilon_c = 0,4432$ de Stokes (Lamb (1932)) ; -- : $\epsilon_c = 0,4292$ citée dans Longuet-Higgins and Dommermuth (1997) ; * : cas non-déferlant de Loewen and Melville (1991a) et • : cas déferlant de Loewen and Melville (1991a). + : limite entre déferlant/non-déferlant de Melville (1982).

Pour la gamme des paramètres étudiés, la limite entre ces deux régimes permet de définir un critère de déferlement fonction de $Re(\lambda, c)$ et H_0/λ :

$$Re(\lambda, c) = Re_c \exp \left[\alpha \left(\frac{\lambda}{H_0} \right)^4 \right] \quad (6.5)$$

avec $\alpha = 6 \cdot 10^{-4}$ et $Re_c = 162$. Nous avons aussi reporté sur le diagramme, les résultats expérimentaux de Loewen and Melville (1991a). On constate qualitativement un accord très intéressant avec nos résultats. En effet, la transition observée par Loewen and Melville (1991a) semble prolonger notre courbe de transition (Eq. 6.5) comme le montre la seconde courbe reportée sur la figure 6.11, qui suit la même loi (6.5) avec $\alpha = 10^{-4}$. Il ne nous a pas été possible de réaliser des simulations à de tels nombres de Reynolds car la simulation directe ne permet plus de caractériser les petites échelles associées au déferlement et à défaut de pouvoir utiliser des maillages hyper-résolus, un modèle de dissipation de sous-maille serait nécessaire.

A noter que Melville (1982) propose un critère basé sur la cambrure minimale, soit $\epsilon_c = 0,16$, ie $H_0/\lambda = 0,051$, basée sur les valeurs initiales des ondes (Fig. 6.11). Cette limite apparaît dans le diagramme comme un point (*) car dans les expériences de Melville (1982), la célérité des ondes est estimée par la célérité linéaire et ne varie pas. Cette cambrure limite très faible semble respecter dans la gamme des paramètres que nous avons étudiés.

On remarque ainsi que de tels critères basés uniquement sur la cambrure de l'onde (Lamb (1932), Longuet-Higgins and Dommermuth (1997)) ne permettent pas de définir la

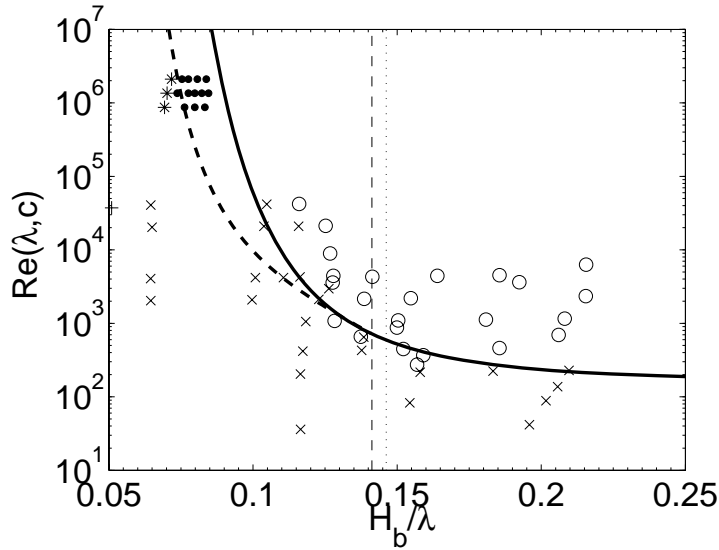


FIG. 6.12 – Classification des régimes non-déferlant et déferlant à l'instant de déferlement dans l'espace des paramètres H_b/λ et $Re(\lambda, c)$. \times : régime non-déferlant (H_{max}/λ) ; \circ : régime déferlant ; — : critère de déferlement (Eq. 6.5) ; - - : critère de déferlement appliqué aux mesures de Loewen and Melville (1991a) (Eq. 6.5) ; ... : $\epsilon_c = 0,4432$ de Stokes (Lamb (1932)) ; - . - : $\epsilon_c = 0,4292$ citée dans Longuet-Higgins and Dommermuth (1997) ; * : cas non-déferlant de Loewen and Melville (1991a) et • : cas déferlant Loewen and Melville (1991a) ; + : limite entre déferlant/non-déferlant de Melville (1982).

limite entre les régimes déferlant et non-déferlant. Il est nécessaire de tenir compte d'autres paramètres caractéristiques de la dynamique de l'onde, notamment, la compétition entre les non-linéarités et les effets visqueux par l'intermédiaire du nombre de Reynolds comme le souligne notre travail. Melville and Rapp (1988) avaient également souligné cette difficulté et le danger d'oublier l'hydrodynamique locale dans les critères de déferlement, en remarquant que des ondes d'amplitudes équivalentes peuvent exister sous forme déferlante et non-déferlante.

Dans les études des critères de déferlement, les auteurs se basent généralement sur les cambrures obtenues à l'instant de déferlement ϵ_b et plus rarement en considérant la cambrure initiale de l'onde ϵ_0 avant son raidissement. On note qu'à notre connaissance, aucune étude ne donne accès aux deux informations. Nous avons donc repris la figure 6.11 en reportant les caractéristiques de l'onde au moment du déferlement (Fig. 6.12). On remarque que la limite déferlant/non-déferlant est moins nette, ce qui laisse supposer que le critère le plus approprié est celui basé sur l'onde initiale avant que n'apparaissent les mécanismes conduisant au raidissement puis au déferlement de l'onde. Cela rejoint les commentaires de Melville and Rapp (1988) sur la dynamique pré-déferlante (Sect. 2.3.2).

Afin de caractériser la dépendance de l'évolution de la hauteur de l'onde par rapport au nombre de Reynolds, nous avons tracé sur la figure 6.13, le rapport H_0/H_b en fonction de $Re(\lambda, c)$. On constate que la modification de l'onde avant le déferlement est très dépendante du nombre de Reynolds, c'est-à-dire de la compétition entre les effets visqueux et les non-linéarités. Cela permet de mettre en évidence la transition entre des régimes déferlants visqueux pour lesquels l'amortissement visqueux de l'onde est important ($H_b/H_0 < 1$) et des régimes pour lesquels l'amplification des effets non-linéaires conduisent à une augmentation de l'amplitude ($H_b/H_0 > 1$). La loi permettant d'interpoler au mieux les mesures

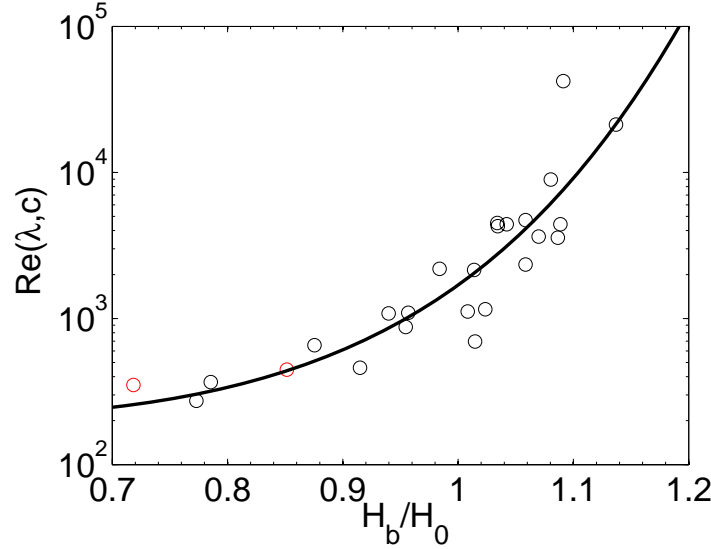


FIG. 6.13 – Amplitude totale à l'instant de déferlement H_b normalisée par l'amplitude totale H_0 à $t = t_0$ en fonction du nombre de Reynolds $Re(\lambda, c)$. — : équation 6.6.

est :

$$Re(\lambda, c) = Re_c \exp \left[\alpha \left(\frac{H_b}{H_0} \right)^6 \right] \quad (6.6)$$

avec $Re_c = 191$ et $\alpha = 2,18$. La dispersion autour de cette courbe peut être associée aux erreurs dans l'estimation des paramètres et principalement dans l'amplitude à l'instant de déferlement H_b .

6.4.2.2 Phase initiale du déferlement

On s'intéresse maintenant à la phase d'initiation du déferlement. Dès les premiers instants du processus, deux types de déferlement peuvent être distingués : les déferlements glissants (GL) et les déferlements plongeants (PL) (Fig. 6.14). Les déferlements plongeants sont caractérisés par l'éjection d'un jet (Fig. 6.14(b)), alors que les déferlements glissants se caractérisent par la formation d'une région de mélange au sommet de la crête (Fig. 6.14(a)).

6.4.3 Déferlements glissants (GL)

Nous présentons maintenant la dynamique du déferlement glissant.

6.4.3.1 Dynamique du taux de présence

La figure 6.15 montre l'évolution temporelle du taux de présence pour un déferlement glissant (GL). L'onde se raidit, une zone de mélange liquide-gaz apparaît au sommet de la crête (Fig. 6.15(a)) et glisse ensuite sur la face avant de l'onde sans interagir avec l'onde (Fig. 6.15(b)). Ensuite, cette zone s'allonge et s'aère (Figs. 6.15(c) à 6.15(e)). On remarque qu'à $t/T = 2,86$ (Fig. 6.15(e)), la zone mélangée s'étend du sommet au creux de l'onde

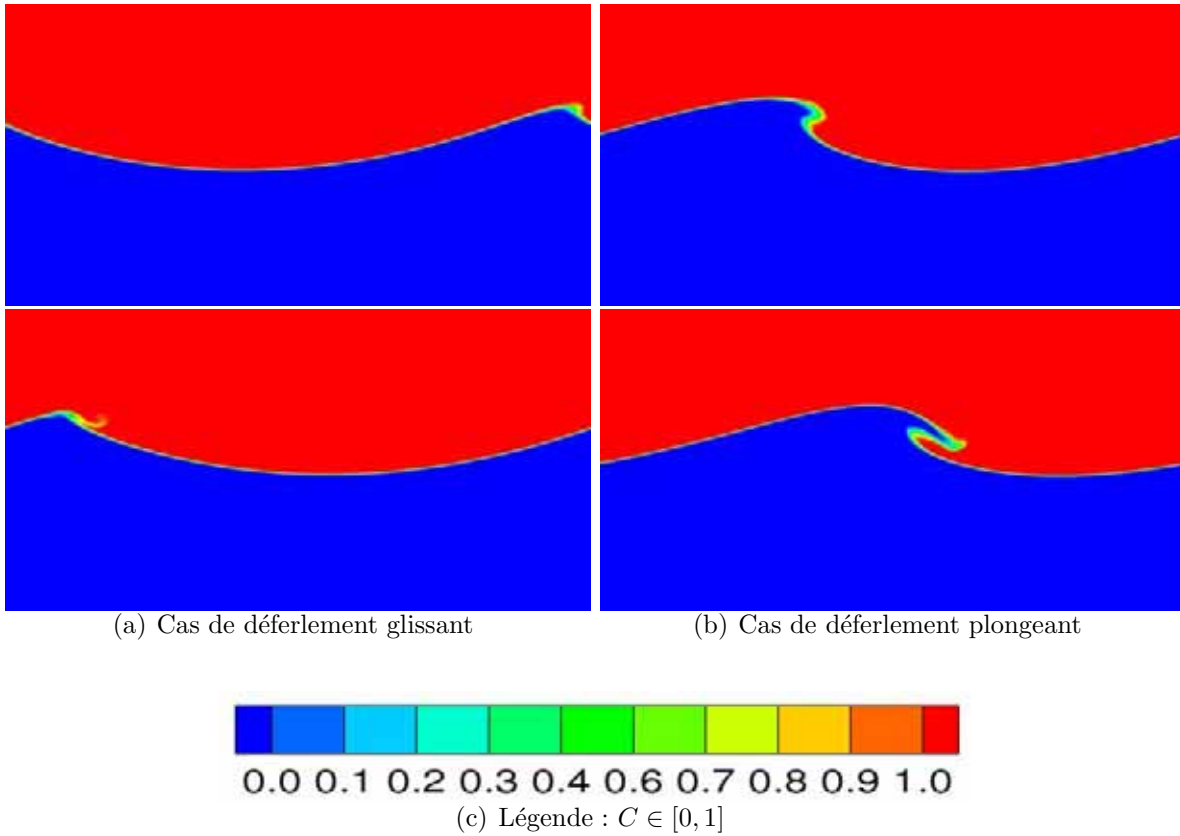


FIG. 6.14 – Distribution spatiale du taux de présence C pendant la phase d'initiation du déferlement pour deux types de déferlements : (a) glissant ($\epsilon_0 = 0,37$; $Re(c, \lambda) = 4,3 \cdot 10^3$; $\bar{\mu} = 55$; $\bar{p} = 770$; $t/T = 1,41$ et $t/T = 1,55$) et (b) plongeant ($\epsilon_0 = 0,64$; $Re(c, \lambda) = 3,68 \cdot 10^2$; $\bar{\mu} = 55$; $\bar{p} = 770$; $t/T = 0,65$ et $t/T = 0,82$). $0 < x/\lambda < 1$ et $0,2 < z/\lambda < 0,8$.

et est constituée de 95% de gaz. A $t/T = 6$ (Fig. 6.15(f)), le déferlement actif est terminé et on retrouve une solution ondulatoire. Ce sera le cas pour l'ensemble des déferlements glissants (GL) observés dans la gamme des paramètres étudiés.

6.4.3.2 Discussion : la zone de mélange

On peut se poser la question de l'existence physique de cette zone de mélange. La zone de mélange qui se forme à la crête de l'onde pour un déferlement glissant (GL) (Figs. 6.15(a) et 6.15(b)) contient environ 40 mailles avec environ une dizaine de mailles dans les deux directions, ce qui semble suffisant pour décrire la dynamique locale (Sect. 3.4). En complément, des tests de raffinement ont systématiquement été réalisés pour les cas de déferlement glissant (GL) avec le maillage (M6) deux fois plus raffiné (Fig. 6.16). On remarque que la zone de mélange est plus petite mais existe toujours et qu'elle a la même dynamique que pour le maillage (M3) (Fig. 6.14(b)). On dénombre une cinquantaine de mailles dans cette région pour le maillage (M6). L'effet d'un meilleur raffinement de la zone de déferlement se traduit par un léger retard dans l'apparition du déferlement ($0,24T$) et une modification du temps d'existence de la zone de mélange. Nous avons présenté au chapitre 3 (Sect. 3.4.1), les tests réalisés par Benkenida (1999) (Fig. 3.4), permettant de connaître le nombre de mailles nécessaires pour décrire le mouvement d'une bulle de gaz, c'est-à-dire qu'elle ait la bonne accélération. Le test montre qu'il faut

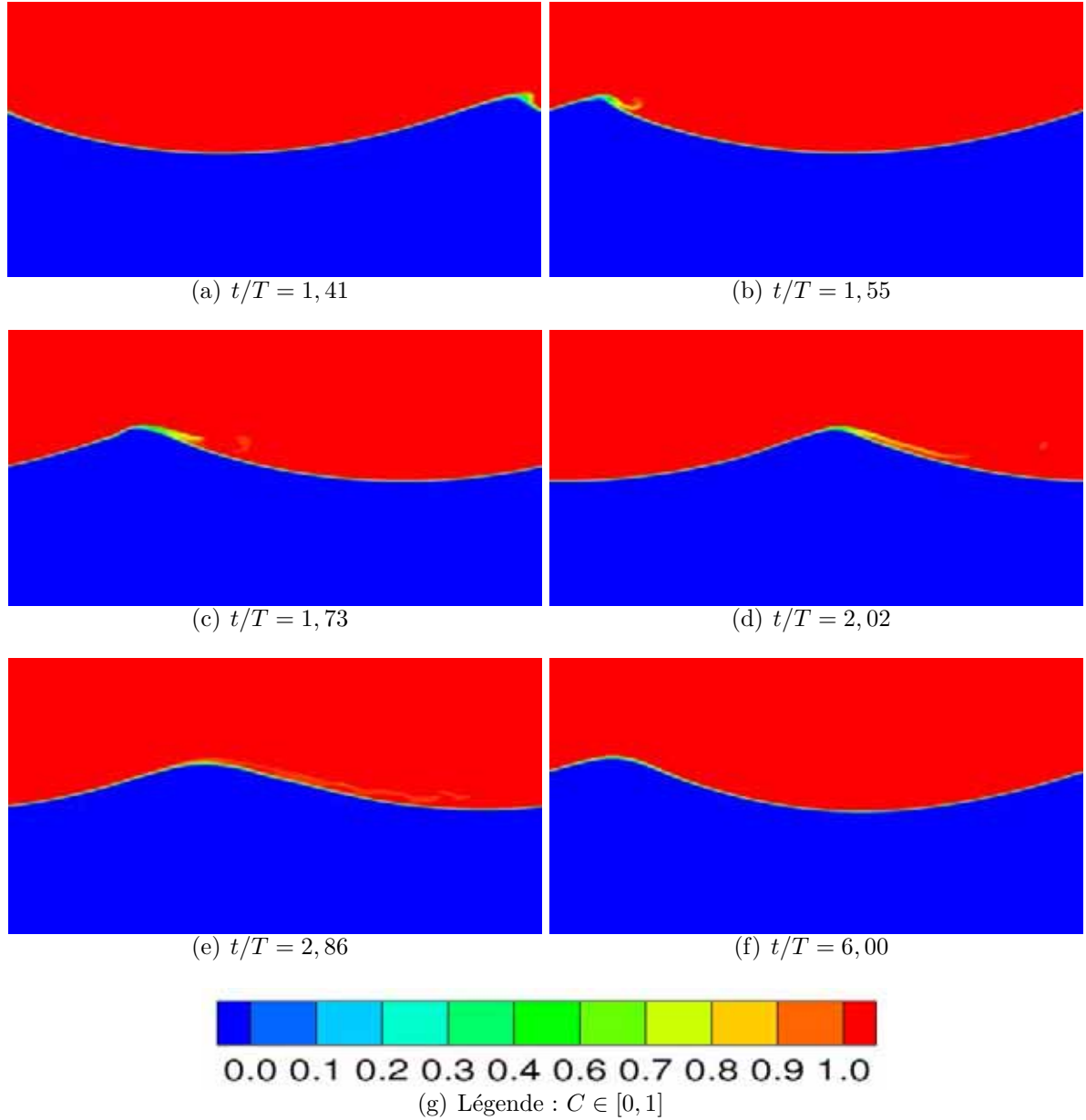


FIG. 6.15 – Distribution spatiale du taux de présence C pour un déferlement glissant (GL) ($\epsilon_0 = 0,37$; $Re(c, \lambda) = 4,3 \cdot 10^3$; $\overline{\mu} = 55$; $\overline{\rho} = 770$). $0 < x/\lambda < 1$; $0,2 < z/\lambda < 0,8$.

au minimum 10 mailles pour observer une bonne dynamique de séparation entre les deux phases. Ainsi, seule la dynamique des poches d'air qui ont au minimum une telle résolution est correctement décrite. Dans le cas contraire, et c'est le cas des zones de mélange, le temps de séjour des bulles est surestimé et par voie de conséquence, celle des zones de mélange. Cela n'enlève rien à la pertinence des mécanismes physiques qui ont conduit à leur génération.

6.4.3.3 Dynamique de la vorticité

On s'intéresse à présent à la dynamique des champs de vitesse et de vorticité pendant un déferlement glissant (Fig. 6.17). Avant la formation de la zone de mélange, la

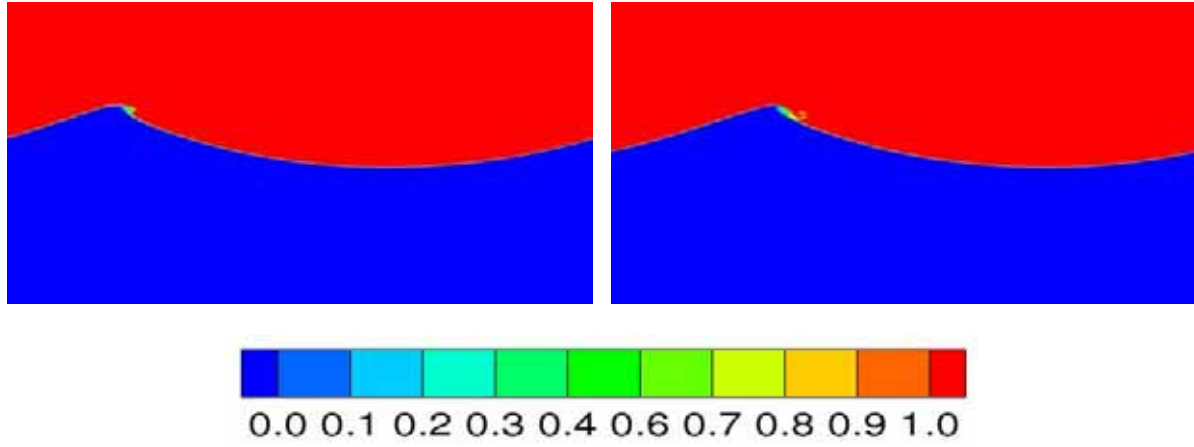


FIG. 6.16 – Distribution spatiale du taux de présence C pendant la phase d'initiation d'un déferlement glissant ($\epsilon_0 = 0,37$; $Re(c, \lambda) = 4,3 \cdot 10^3$; $\bar{\mu} = 55$; $\bar{p} = 770$; $t/T = 1,65$ et $t/T = 1,73$). $0 < x/\lambda < 1$ et $0,2 < z/\lambda < 0,8$. Maillage (M6)

distribution de vorticité est identique à celle des cas non-déferlants (Fig. 6.10).

Lorsque la région de mélange se forme (Fig. 6.17(a)), une fine épaisseur de vorticité positive apparaît au sommet de la zone de mélange. De la vorticité négative du même ordre de grandeur est présente dans la partie inférieure de la zone de mélange. Cette zone est soumise à de forts cisaillements.

Au début du glissement de la zone de mélange (Fig. 6.17(a)), la vitesse horizontale maximale est observée au sommet de la région de mélange et est de 10% supérieure à la célérité de l'onde. La distribution de vitesse dans le gaz est similaire à celle du cas non-déferlant avec un tourbillon de vorticité positive au-dessus de la crête et un tourbillon de vorticité négative ayant une forme allongée au creux.

Pendant la phase de glissement, la distribution de vorticité dans la région de mélange se complexifie (Figs. 6.17(b) et 6.17(c)). L'intensité maximale de la vorticité positive diminue et celle de la vorticité négative augmente au cours du temps. Cela est dû à l'augmentation de la proportion de gaz dans le mélange, celui-ci ayant des intensités de vorticité maximales 10 fois supérieures à celles du liquide.

Après $6T$ (Fig. 6.17(f)), la distribution de vorticité dans l'onde est similaire à celle des ondes non-déferlantes avec des intensités maximales de vorticité adimensionnelle faibles, de l'ordre de $3,5c/\lambda$ à $4c/\lambda$, imposées par la cambrure de l'onde.

Finalement, la zone de mélange modifie peu le champ de vorticité dans l'eau à l'exception de la partie supérieure de la crête.

6.4.3.4 Cartographie

Les déferlements glissants (GL) sont indiqués sur la figure 6.18. On constate que pour la gamme des paramètres étudiés, les déferlements glissants sont observés pour les plus petites cambrures et les plus grandes valeurs du nombre de Reynolds. Les autres cas déferlants indiqués sont des déferlements plongeants que nous allons décrire à présent.

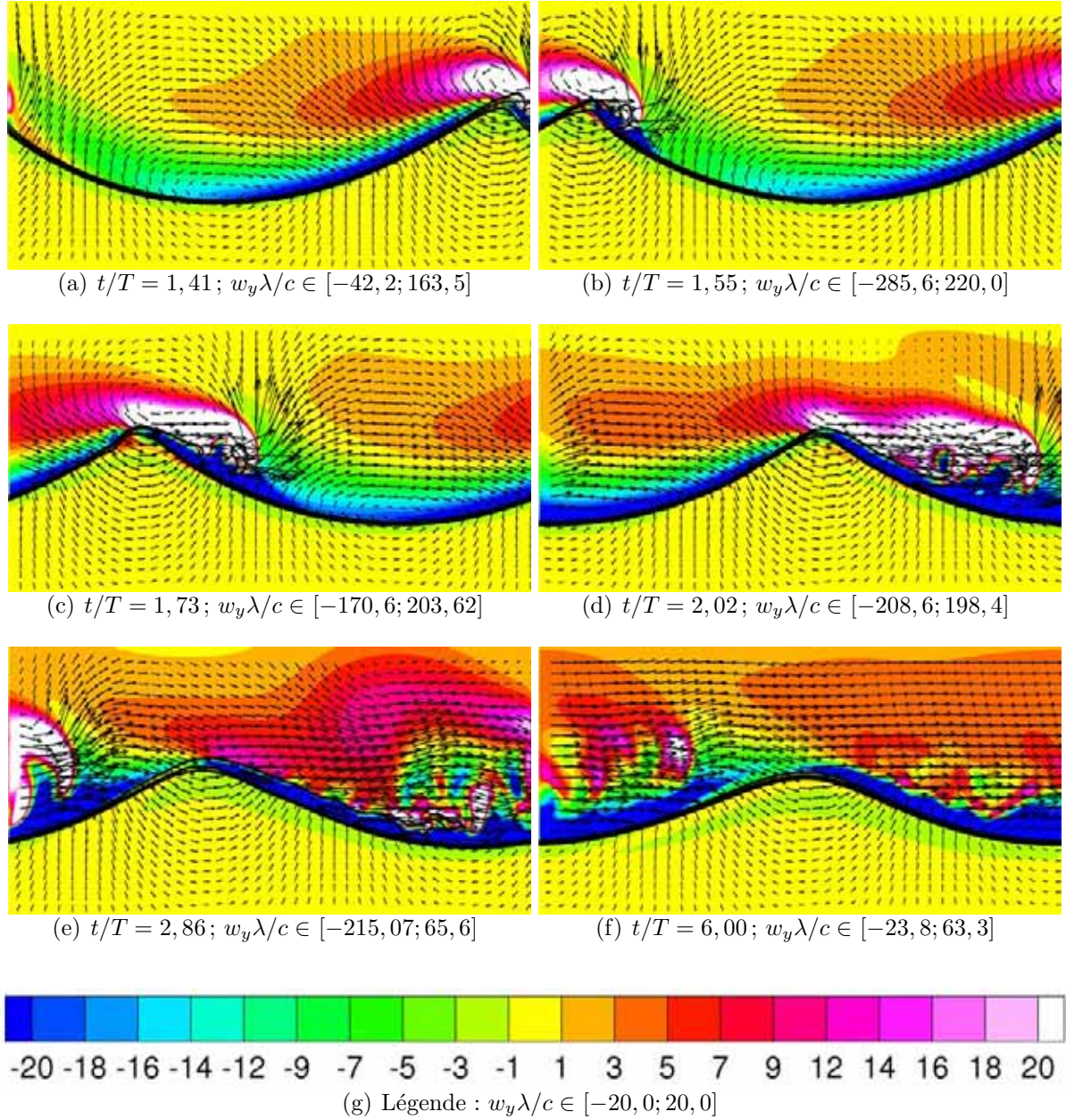


FIG. 6.17 – Distribution spatiale de la vorticité $\omega_y = \underline{\omega} \cdot \underline{e}_y$ adimensionnée par c/λ pour un déferlement GL ($\epsilon_0 = 0,37$; $Re(c, \lambda) = 4,3 \cdot 10^3$; $\bar{\mu} = 55$; $\bar{\rho} = 770$). $0 < x/\lambda < 1$ et $0,4 < z/\lambda < 0,7$. $-$: iso-contour $C = 0,05$, $0,5$ et $0,95$; \rightarrow : vecteur vitesse.

6.4.4 Déferlements plongeants (PL)

Parmi les déferlements plongeants (PL), trois évolutions différentes du jet peuvent être distinguées. Nous les nommerons : les déferlements plongeants/superficiels (PLS), plongeant/englobants (PLE) et plongeant/renversants (PLR).

6.4.4.1 Le déferlement plongeant/superficiel (PLS)

Dans les déferlements que nous avons qualifiés de plongeants/superficiels (PLS), seule une fine couche de fluide sous la surface libre est affectée par l'impact du jet et il n'y a

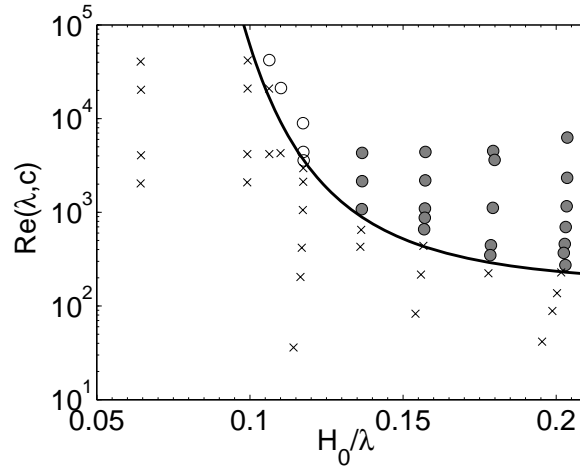


FIG. 6.18 – Classification des régimes non-déferlant et déferlant dans l'espace des paramètres H_0/λ et $Re(\lambda, c)$. – : critère de déferlement (Eq. 6.5); x : régime non-déferlant; o : déferlement glissant (GL); • : déferlement plongeant (PL).

pas de pénétration profonde du jet au sein du fluide.

Dynamique du taux de présence

La figure 6.19 montre l'évolution de la distribution du taux de présence pour un des déferlements que nous avons qualifiés de plongeant/superficiel (PLS). Tout d'abord, la crête de l'onde initiale se raidit (Fig. 6.19(a)) jusqu'à l'instant de déferlement (Fig. 6.19(b)) où un jet est éjecté. L'amplitude totale à l'instant de déferlement H_b est inférieure à celle à t_0 ($H_b = 0,78H_0$) à cause des effets visqueux ($Re(\lambda, c) = 3,7 \cdot 10^2$). Le jet suit un mouvement de renversement et chute vers l'avant de l'onde sous l'effet de la gravité (Fig. 6.19(c)). Il impacte (Fig. 6.19(d)) en emprisonnant une poche de gaz. Les différences observées entre les différents déferlements plongeants/superficiels (PLS) obtenus dans la gamme des paramètres étudiés, sont la localisation de l'impact et la quantité de gaz entraînée.

Dans le cas présenté, un jet secondaire se développe (Fig. 6.19(e)) et impacte à son tour (Fig. 6.19(f)) en entraînant une quantité de gaz moins importante que le premier. Ensuite, les poches de gaz entraînées remontent vers la surface sous l'effet des forces de flottaison et on assiste au mélange des deux phases (Fig. 6.19(g)). Après $4,37T$ (Fig. 6.19(h)), la phase active du déferlement est terminée, une onde demeure dont l'amplitude est faible en comparaison à l'amplitude initiale.

Cette phase de génération des jets secondaires, n'est pas présente dans l'ensemble des déferlements plongeant/superficiels (PLS). La figure 6.20 montre une évolution dans laquelle, immédiatement après impact, le jet et le gaz entraîné forment une zone de mélange qui évolue comme dans les cas de déferlement glissant (GL).

Dynamique de la vorticité

La distribution de vorticité pendant la phase initiale de raidissement est similaire à celle des cas non-déferlants (Fig. 6.10). Au moment du déferlement (Fig. 6.21(b)), la vorticité négative s'intensifie dans la crête. Les maxima sont observés à proximité du front à l'avant de la crête qui a une forme incurvée source de vorticité. De fortes vitesses horizontales avec un maximum au sommet de la crête de 12% supérieur à la célérité de l'onde sont

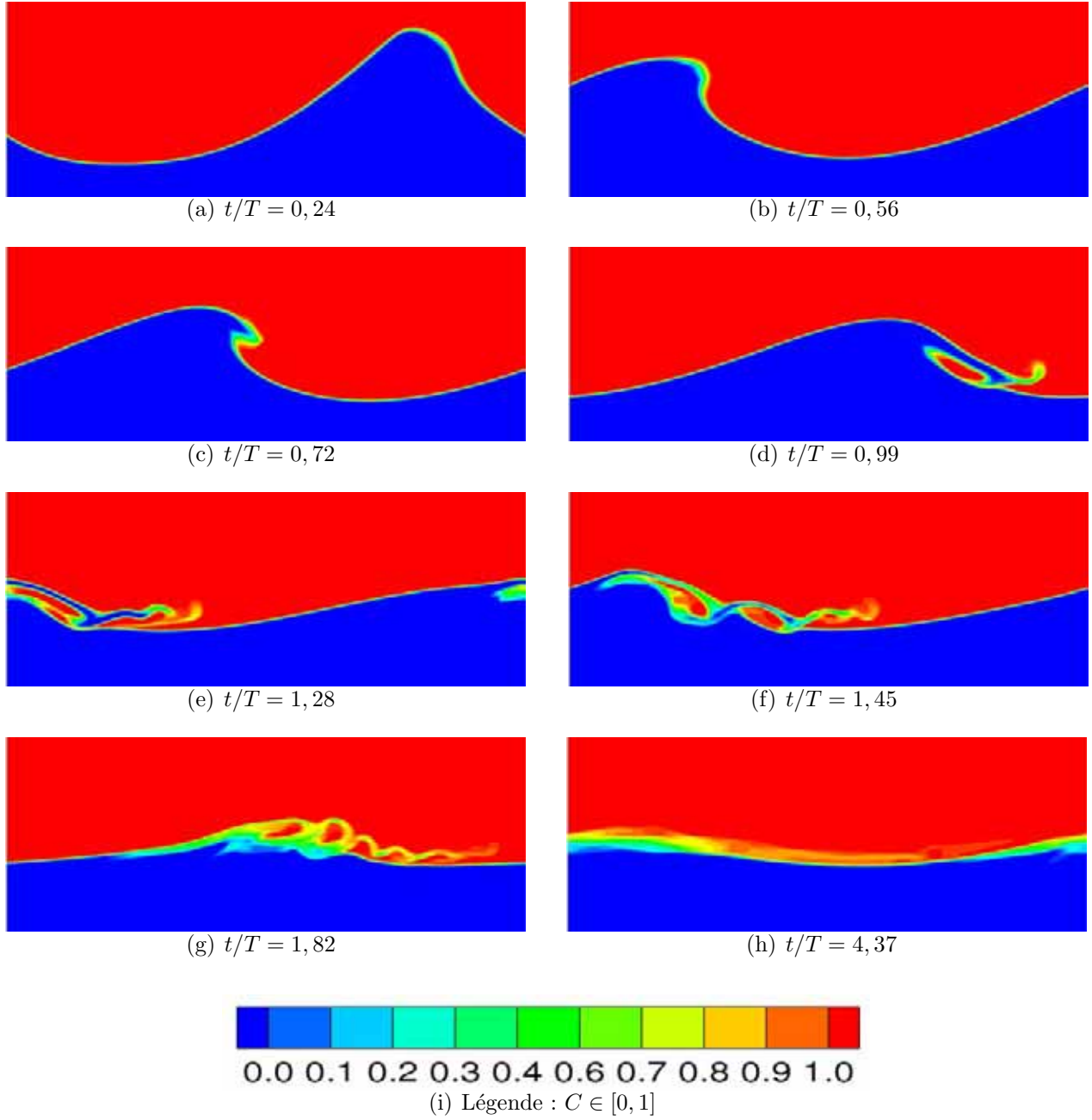


FIG. 6.19 – Distribution spatiale du taux de présence C pour un déferlement plongeant/superficiel (PLS) ($\epsilon = 0,64$; $Re = 3,7 \cdot 10^2$; $\bar{\mu} = 55$; $\bar{\rho} = 770$). $0,33 < z/\lambda < 0,67$ et $0 < x/\lambda < 1$.

observés. Peregrine *et al.* (1980) a déjà mis en évidence l'existence de cette région de fortes vitesses horizontales dans la partie supérieure de la crête (Fig. 2.20). Cette région n'est pas observée pour le déferlement glissant (GL) et seule la zone de mélange possède de fortes vitesses horizontales.

Pendant la phase d'éjection et de chute du jet (Figs. 6.21(c) et 6.21(d)), la vorticité à l'interface courbe s'intensifie. Dans le jet, la vorticité est essentiellement négative avec toutefois une fine épaisseur de vorticité positive à la surface libre supérieure.

A l'impact des jets primaire et secondaire (Figs. 6.21(d) à 6.21(f)), la vorticité s'organise en grandes structures tourbillonnaires. Des tourbillons de vorticité négative sont

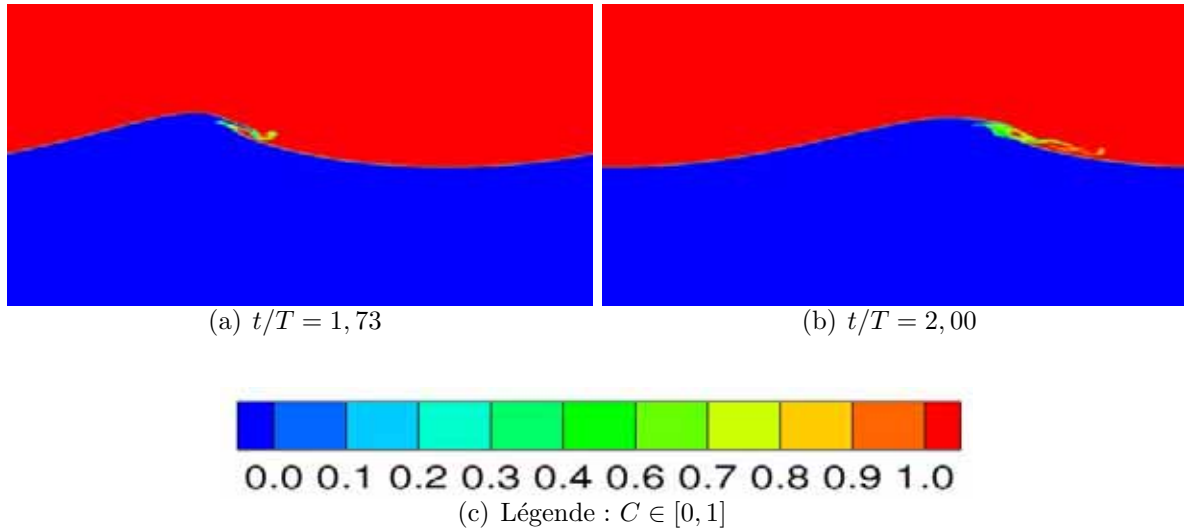


FIG. 6.20 – Distribution spatiale du taux de présence C pour un déferlement plongeant/superficiel (PLS) ($\epsilon_0 = 0,43$; $Re(c, \lambda) = 1,1 \cdot 10^3$; $\bar{\mu} = 55$; $\bar{p} = 770$). $0 < x/\lambda < 1$ et $0,2 < z/\lambda < 0,8$.

présents dans le liquide et les poches de gaz entraînées, et de la vorticité positive est présente dans le gaz aux endroits de faible courbure de la surface libre. On retrouve les tourbillons co-rotatifs dans le liquide, observés dans de nombreuses études (Battjes (1988)), comme celle de Lubin *et al.* (2006) pour un déferlement sur fond plat ($h/\lambda \in [0, 1; 0, 2]$; $\epsilon \in [0, 12; 0, 56]$; $Re(\lambda, c) \sim 10^6$, $B = 1,36 \cdot 10^5$). On peut toutefois observer que les tourbillons restent confinés à la surface libre dans notre déferlement plongeant/superficiel (PLS).

Après l'impact du jet secondaire (Fig. 6.21(g)), on voit apparaître de petites structures tourbillonnaires dont l'intensité décroît dans le temps. Après $t/T = 4,37$ (Fig. 6.21(h)), l'onde est redevenue quasiment irrotationnelle.

On montre sur la figure 6.23 les iso-contours du champ de vitesse verticale et sur la figure 6.22 ceux du champ de vitesse horizontale à l'impact des jets primaire et secondaire. Les champs de vitesse sont normalisés par la célérité de l'onde. La vitesse verticale maximale négative observée dans le liquide à l'impact du jet primaire (Fig. 6.23(a)) se situe au milieu du jet et vaut 30% de la célérité c . La vitesse horizontale maximale dans le liquide est supérieur de 58%   c (Fig. 6.23(a)).   l'impact du jet secondaire (Fig. 6.22(b)) les vitesses horizontales maximales dans le liquide ont diminué d'un rapport deux en comparaison à l'instant d'impact du jet primaire et valent 80% de c dans le jet au-dessus de la poche de gaz et 85% de c dans le jet secondaire, au-dessus de la poche de gaz entraînée. Dans le jet secondaire, cette vitesse maximale se situe au milieu du jet et vaut 16% de c .

Dans le liquide, le champ de vitesse verticale est affecté par le déferlement seulement à proximité des régions d'impact des jets (Fig. 6.23) et le champ de vitesse horizontale est modifié uniquement dans la région supérieure de la cr te et des jets (Fig. 6.22). Ailleurs, l'écoulement conserve une structure proche de celle d'une onde non-déferlante. Cela montre que ce déferlement peut raisonnablement être qualifié de déferlement plongeant/superficiel (PLS) car la région déferlante reste confinée à la surface de l'onde.

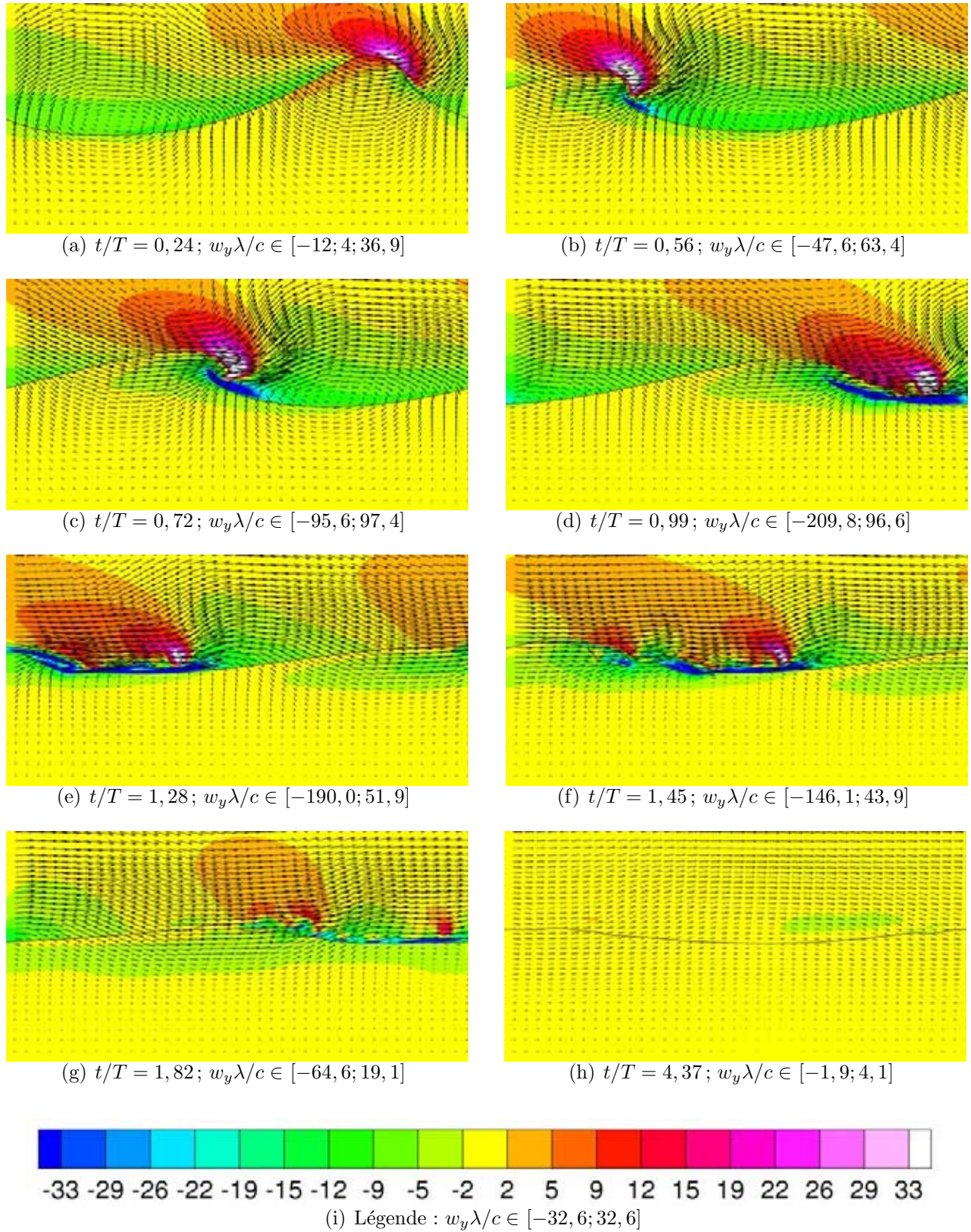


FIG. 6.21 – Distribution spatiale de la vorticité $\omega_y = \underline{\omega} \cdot \underline{e}_y$ adimensionnée par c/λ plongeant/superficiel (PLS) ($\epsilon = 0,64$; $Re(\lambda, c) = 3,68 \cdot 10^2$; $\bar{\mu} = 55$; $\bar{\rho} = 770$). $0 < x/\lambda < 1$ et $0,2 < z/\lambda < 0,8$. – : iso-contour $C = 0,5$; \rightarrow : vecteur vitesse.

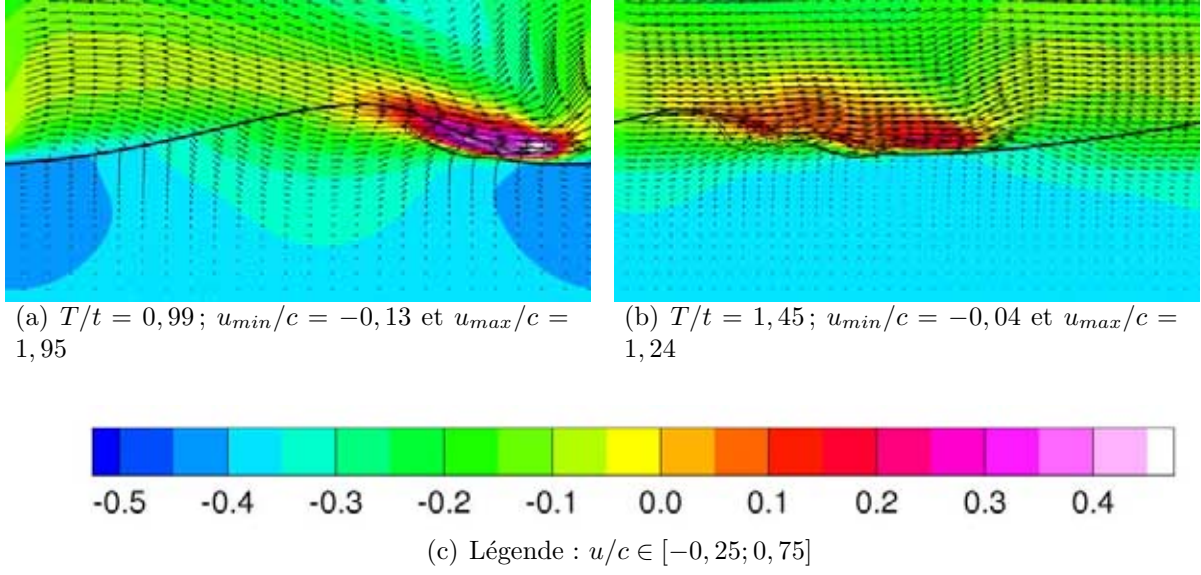


FIG. 6.22 – Distribution spatiale de la vitesse horizontale $u = \underline{u} \cdot \underline{e}_x$ normalisée par la célérité de l'onde c , pour un déferlement plongeant/superficiel (PLS) aux instants d'impact des jets ($\epsilon = 0,64$; $Re(\lambda, c) = 3,68 \cdot 10^2$; $\bar{\mu} = 55$; $\bar{p} = 770$). (a) $T/t = 0,99$ et (b) $T/t = 1,45$. $0 < x/\lambda < 1$ et $0,2 < z/\lambda < 0,8$. — : iso-contour $C = 0,5$; \rightarrow : vecteur vitesse.

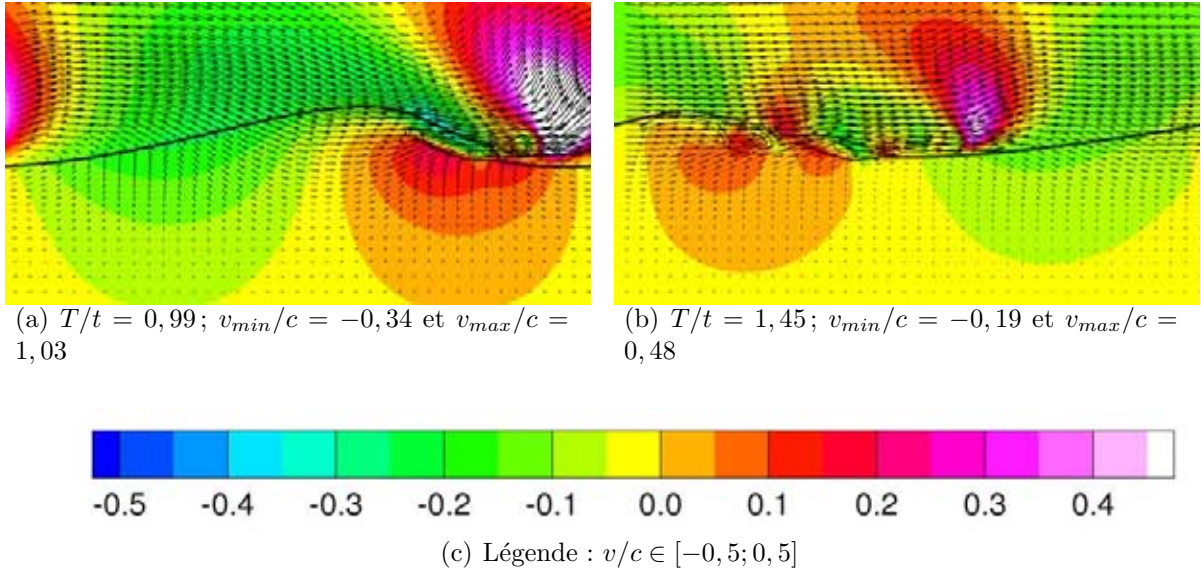


FIG. 6.23 – Distribution spatiale de la vitesse verticale $v = \underline{u} \cdot \underline{e}_z$ normalisée par la célérité de l'onde c , pour un déferlement plongeant/superficiel (PLS) aux instants d'impact des jets ($\epsilon = 0,64$; $Re(\lambda, c) = 3,68 \cdot 10^2$; $\bar{\mu} = 55$; $\bar{p} = 770$). (a) $T/t = 0,99$ et (b) $T/t = 1,45$. $0 < x/\lambda < 1$ et $0,2 < z/\lambda < 0,8$. — : iso-contour $C = 0,5$; \rightarrow : vecteur vitesse.

6.4.4.2 Le déferlement plongeant/englobant (PLE)

Les déferlements plongeants/englobants (PLE) sont les déferlements pour lesquels le jet primaire pénètre sous la surface libre alors que les jets secondaires, après leur formation, se font rattraper par la crête de l'onde.

Dynamique de la surface libre

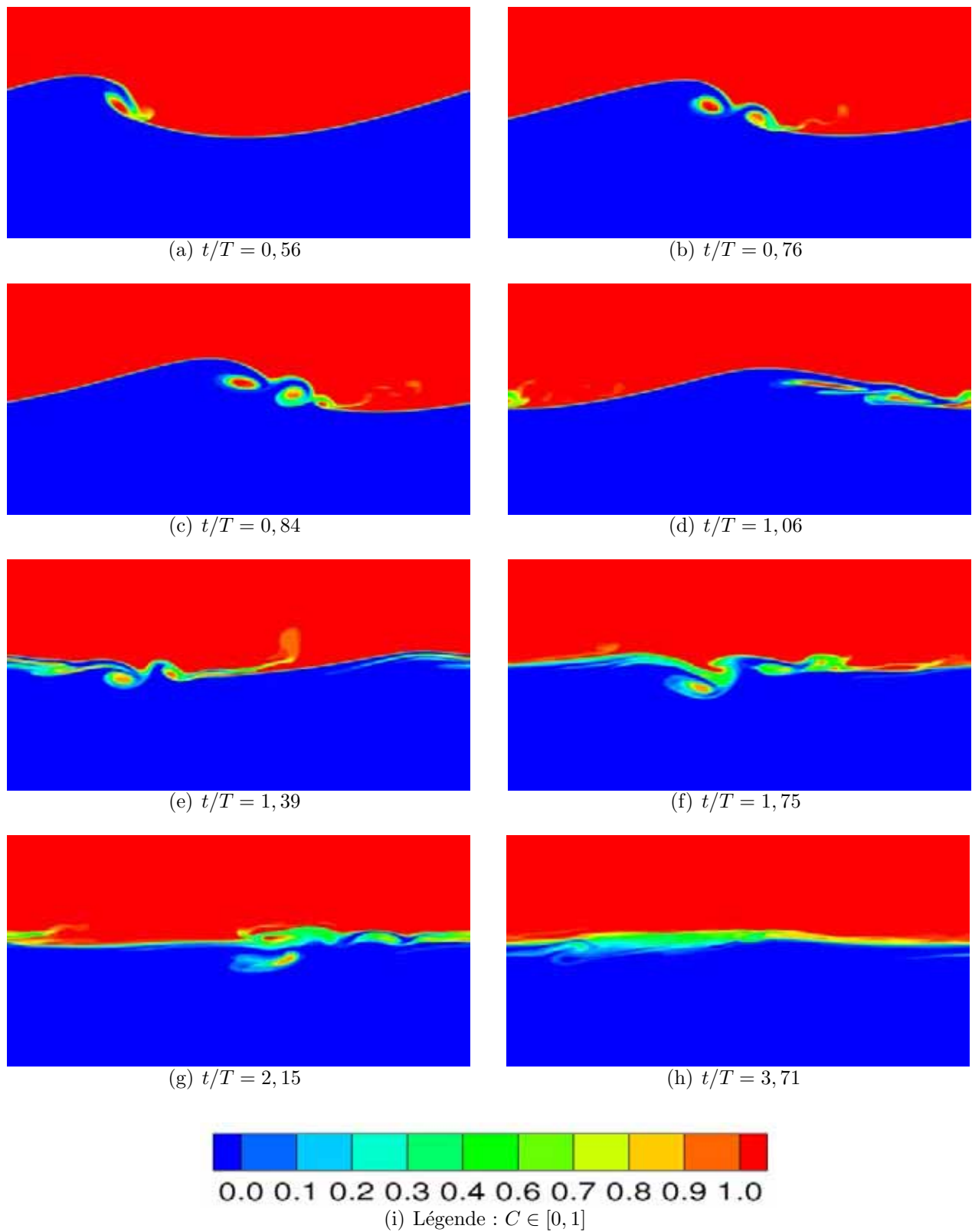


FIG. 6.24 – Distribution spatiale du taux de présence C pour un déferlement plongeant/englobant (PLE) ($\epsilon_0 = 0,64$; $Re = 1,2 \cdot 10^3$; $\bar{\mu} = 55$; $\bar{\rho} = 770$). $0 < x/\lambda < 1$ et $0,2 < z/\lambda < 0,8$.

L'impact du jet primaire et la génération du jet secondaire sont identiques à ceux décrits pour le déferlement plongeant/superficiel (PLS) comme le montre les figures 6.19, 6.24(a) et 6.24(b).

On remarque sur la figure 6.24(c), la formation d'un jet tertiaire de faible amplitude. Dans la suite de l'évolution (Fig. 6.24(d)), la crête rattrape et passe par-dessus les jets. Dans le cas présenté, le jet tertiaire n'est pas englobé par la crête et continu à se développer alors que l'amplitude de l'écoulement formé après englobement diminue (Fig. 6.24(e)). Lorsque l'amplitude du jet tertiaire devient plus grande que celle de l'écoulement formé après englobement, une partie du jet tertiaire suit un mouvement de renversement dans le sens opposé à la propagation et chute sur la surface formée après englobement, alors que l'autre partie continue à nourrir le jet tertiaire (Figs. 6.24(f) et 6.24(g)). Ce renversement génère de l'entraînement du gaz et correspond au second mode d'entraînement de l'air décrit par Bonmarin (1989).

Après $t/T = 3,71$ (Fig. 6.24(h)), le liquide a pratiquement retrouvé son niveau de repos. On remarque que la surface libre s'est épaissie. On notera que dans ce régime de déferlement, deux situations finales consécutives au déferlement sont observées : une onde persiste après déferlement ou bien l'énergie de l'onde initiale est totalement dissipée.

Dynamique de la vorticité

La distribution spatiale de la vorticité de l'éjection du jet primaire à l'impact du jet secondaire (Figs. 6.25(a) et 6.25(b)) est similaire à celle du cas de déferlement plongeant/superficiel (PLS) (Fig. 6.21). On note cependant que la vorticité générée est deux fois plus intense pour le cas de déferlement plongeant/englobant (PLE) que dans le cas du déferlement plongeant/superficiel (PLS).

A l'éjection du jet, la vitesse horizontale maximale est 21% supérieure à la célérité c , valeur excédant celle obtenue pour le déferlement plongeant/superficiel (PLS). A l'impact du jet primaire (Fig. 6.26(a)), la vitesse horizontale maximale dans le liquide est de 51% supérieure à la célérité c et à l'impact du jet secondaire (Fig. 6.26(b)), elle est de 39% supérieure à c . La vitesse verticale négative maximale dans le liquide à l'instant d'impact du jet primaire (Fig. 6.27(a)) vaut 60% c et a doublé par rapport à la valeur observée pour le déferlement plongeant/superficiel (PLS). La vitesse verticale maximale à l'impact du jet secondaire (Fig. 6.27(b)) vaut 63% c dans le liquide du jet et a été multipliée par 6 par rapport à la valeur observée pour le déferlement plongeant/superficiel (PLS). Ces observations sont cohérentes avec le fait que les jets pénètrent plus profondément la surface libre, générant des tourbillons de grande échelle sous la surface libre avec des niveaux de vorticité négative de 50% supérieurs à ceux observés pour les déferlements plongeants/superficiels (PLS). On note que les valeurs de la vitesse maximale sont relevées dans la phase liquide et qu'elles sont supérieures dans les régions d'impact, si on considère le mélange des deux phases.

On remarque (Fig. 6.27) de fortes vitesses verticales ascendantes sous la surface libre entre les poches de gaz entraînées par les jets primaire et secondaire. Le jet secondaire semble être nourri en partie par le liquide qui remonte. La région de cisaillement entre le jet primaire et le jet secondaire modifie le champ de vitesse à une profondeur de l'ordre de $0,15\lambda \sim 1,5(H_0/2)$ sous la surface libre. Cela montre que dans le déferlement plongeant/englobant (PLE), le jet primaire pénètre sous la surface libre et n'effectue pas qu'un simple rebond sur la surface comme on a pu le constater dans les cas de déferlement plongeant/superficiel (PLS) (Fig. 6.27).

Après l'impact du jet secondaire (Fig. 6.25(c)), le champ de vitesse au sommet de

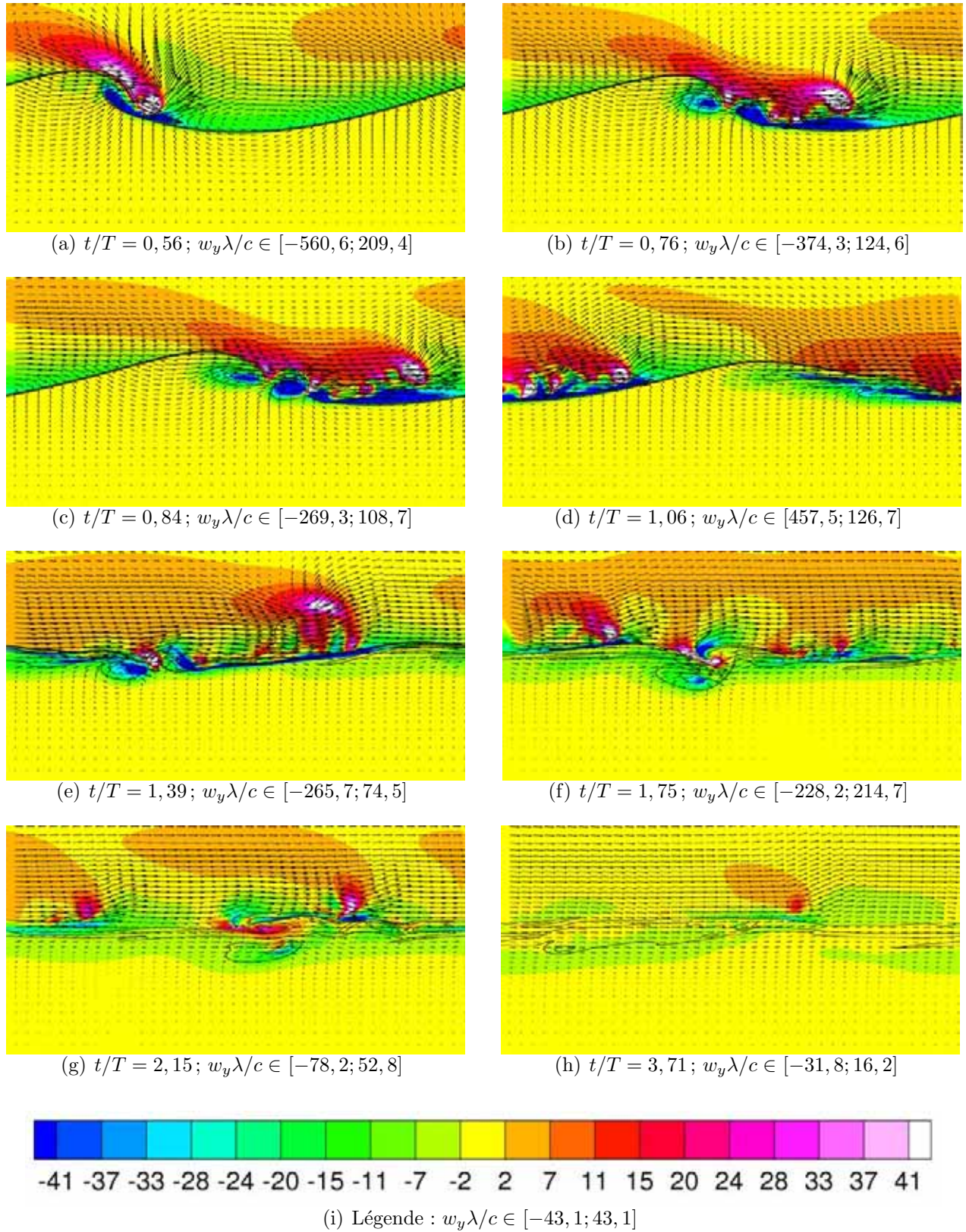


FIG. 6.25 – Distribution spatiale de la vorticité $\omega_y = \underline{\omega} \cdot \underline{e}_y$ adimensionnée par c/λ plongeant/englobant (PLE) ($\epsilon_0 = 0,64$; $Re = 1,2 \cdot 10^3$; $\overline{\mu} = 55$; $\overline{p} = 770$). $0 < x/\lambda < 1$ et $0,2 < z/\lambda < 0,8$. $-$: iso-contour $C = 0,1 \ 0,5$ et $0,9$; \rightarrow : vecteur vitesse.

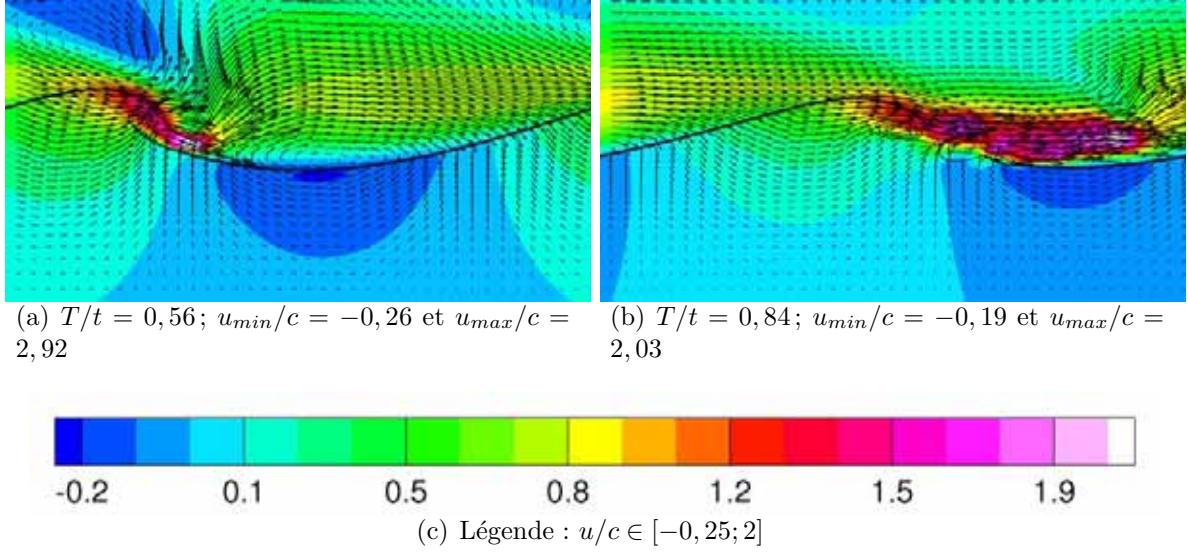


FIG. 6.26 – Distribution spatiale de la vitesse horizontale $u = \underline{u} \cdot \underline{e}_x$ normalisée par la célérité de l'onde c , pour un déferlement plongeant/englobant (PLE) aux instants d'impact des jets ($\epsilon_0 = 0,64$; $Re = 1,2 \cdot 10^3$; $\bar{\mu} = 55$; $\bar{\rho} = 770$). (a) $T/t = 0,56$ et (b) $T/t = 0,84$. $0 < x/\lambda < 1$ et $0,2 < z/\lambda < 0,8$. — : iso-contour $C = 0,1 \ 0,5$ et $0,9$; \rightarrow : vecteur vitesse.

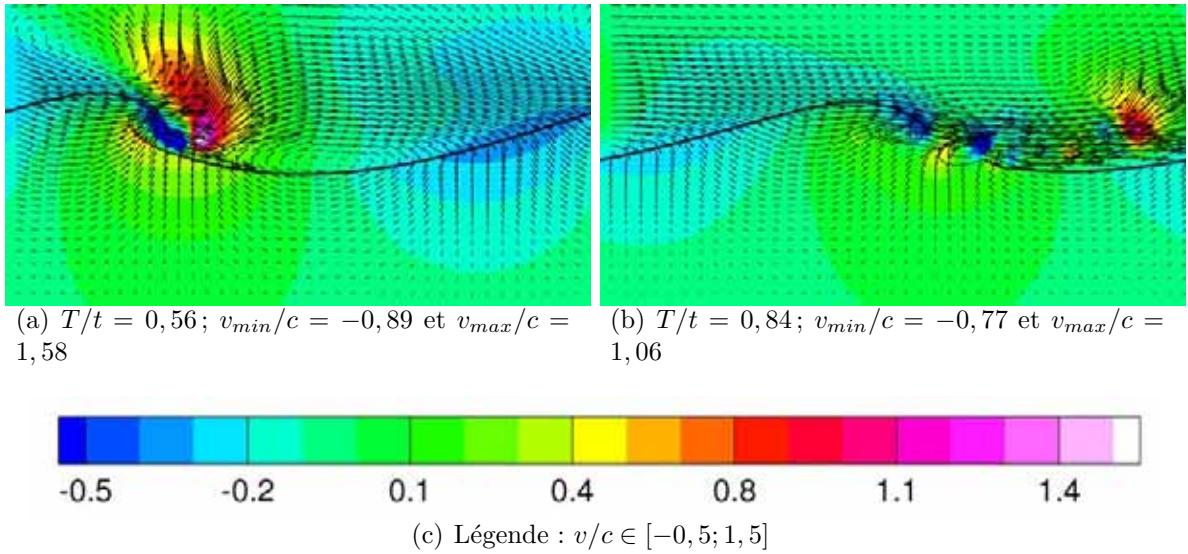


FIG. 6.27 – Distribution spatiale de la vitesse verticale $v = \underline{u} \cdot \underline{e}_z$ normalisée par la célérité de l'onde c , pour un déferlement plongeant/englobant (PLE) aux instants d'impact des jets ($\epsilon_0 = 0,64$; $Re = 1,2 \cdot 10^3$; $\bar{\mu} = 55$; $\bar{\rho} = 770$). (a) $T/t = 0,56$ et (b) $T/t = 0,84$. $0 < x/\lambda < 1$ et $0,2 < z/\lambda < 0,8$. — : iso-contour $C = 0,1 \ 0,5$ et $0,9$; \rightarrow : vecteur vitesse.

la crête initiale et dans la région de la première poche de gaz entraîné possède une forte composante horizontale de 38% supérieure à la célérité de l'onde c . Le maximum de vitesse horizontale dans le liquide formant le jet secondaire se situe à l'avant de la seconde poche entraînée et est 70% supérieur à c . On aurait pu penser que l'inertie du jet secondaire soit plus faible que celle de la crête, ce qui n'est pas le cas (Fig. 6.28). Le jet secondaire transfère une partie de la quantité de mouvement au jet tertiaire. Le jet secondaire perd

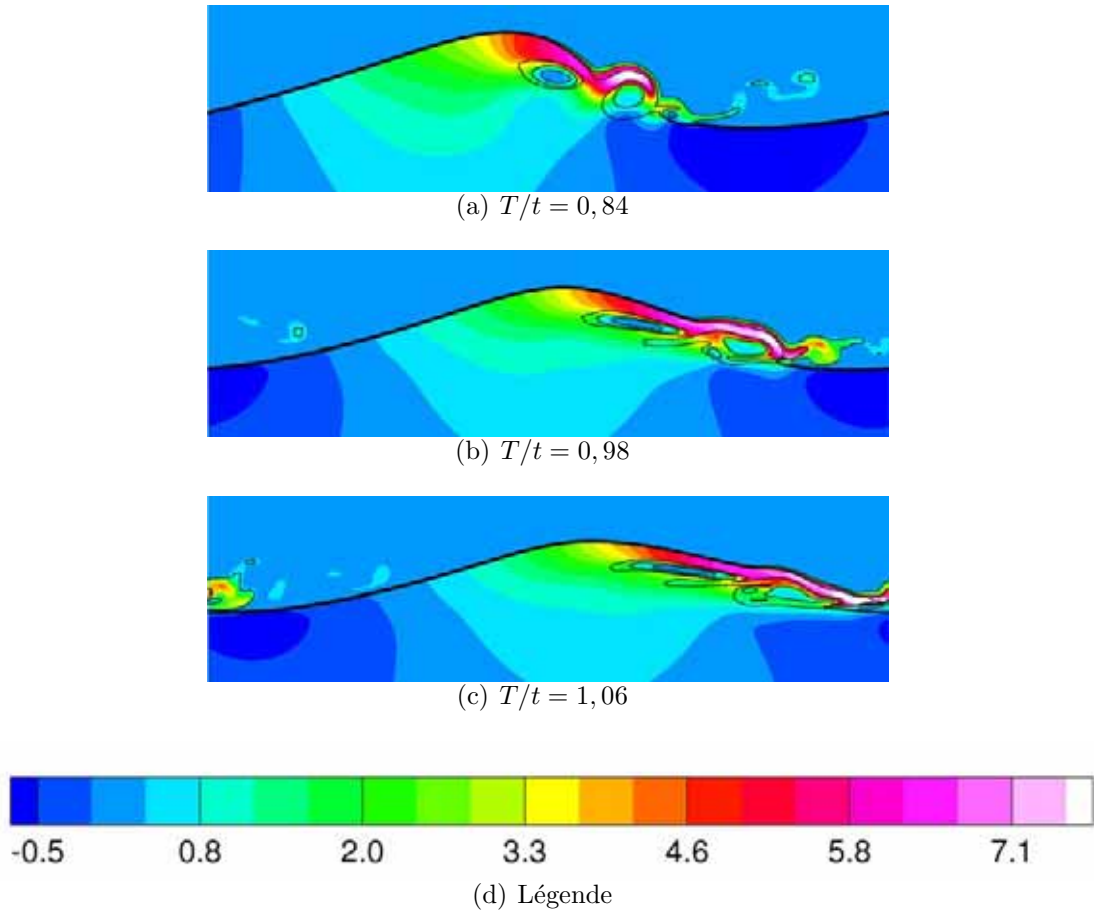


FIG. 6.28 – Distribution spatiale de la quantité de mouvement horizontale pour un déferlement plongeant/englobant (PLE) aux instants d'impact des jets ($\epsilon_0 = 0,64$; $Re = 1,2 \cdot 10^3$; $\bar{\mu} = 55$; $\bar{p} = 770$). (a) $T/t = 0,56$; (b) $T/t = 0,98$ et (c) $T/t = 1,06$. $0 < x/\lambda < 1$ et $0,37 < z/\lambda < 0,65$. – : iso-contour $C = 0, 1, 0,5$ et $0,9$; \rightarrow : vecteur vitesse.

alors une partie de sa quantité de mouvement et se fait englober par la crête qui le rattrape.

On remarque que par la suite (Fig. 6.25(e)), des petites structures tourbillonnaires apparaissent dans le liquide autour du gaz entraîné dont l'intensité vorticité décroît au cours du temps. A $t/T = 3,71$ (Fig. 6.25(h)), seuls de faibles niveaux de vorticité restent encore présents dans le liquide.

6.4.4.3 Le déferlement plongeant/renversant (PLR)

Les déferlements plongeants/renversants (PLR) sont des déferlements pour lesquels un jet secondaire atteint une amplitude supérieure à celle du jet précédemment formé, ce qui le rend instable. Le jet se scinde alors en deux écoulements : une partie continue à former le jet secondaire (quantité de mouvement positive) et la seconde (quantité de mouvement négative) chute vers l'arrière sur le jet précédemment formé.

Dynamique de la surface libre

La figure 6.29 montre la dynamique du taux de présence pour un déferlement plongeant/renversant (PLR). La dynamique depuis la phase initiale de raidissement jusqu'à l'instant de déferlement (Fig. 6.29(a)), l'éjection du jet, son impact (Fig. 6.29(b)) et la

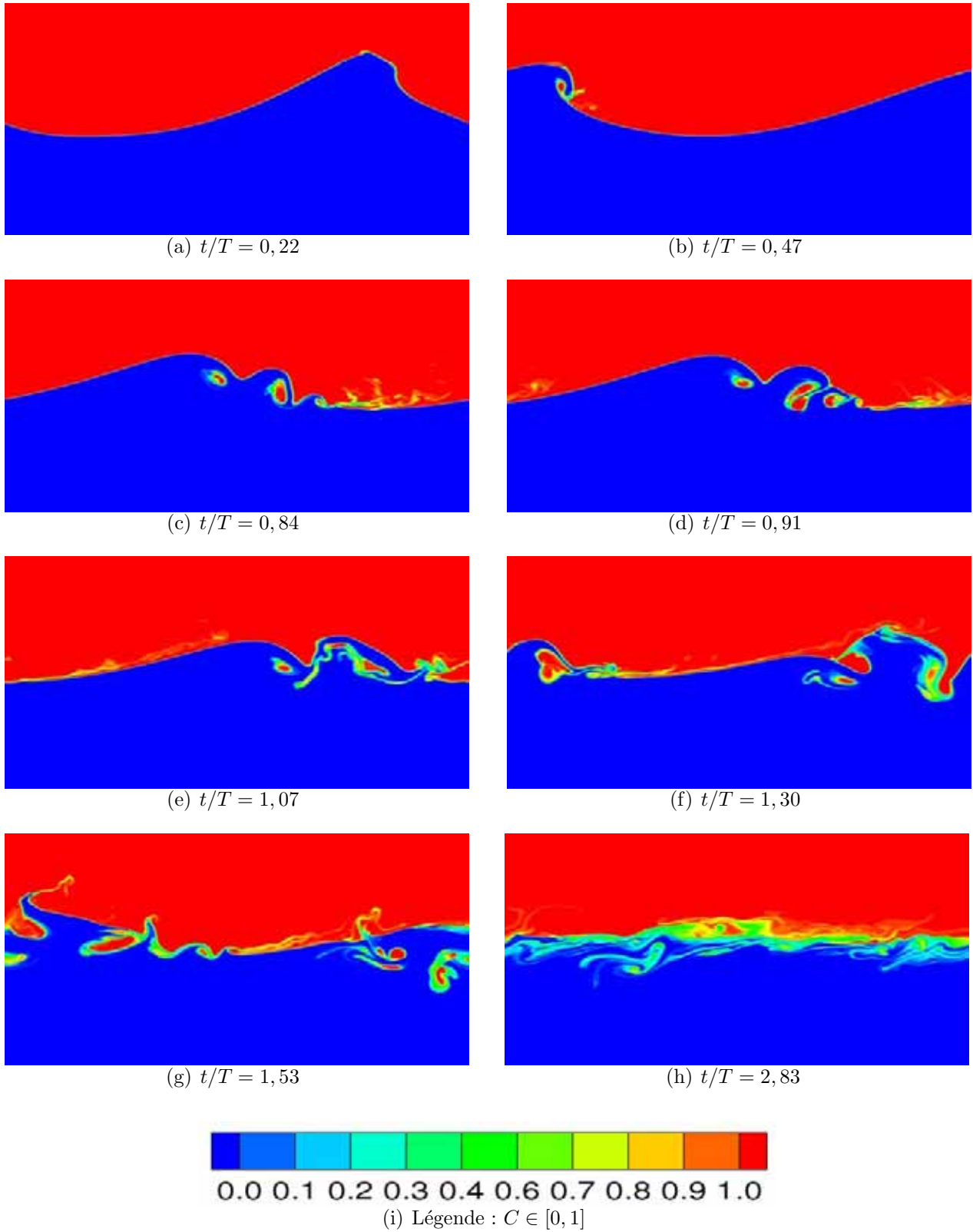


FIG. 6.29 – Distribution spatiale du taux de présence C pour un déferlement plongeant/renversant (PLR) ($\epsilon_0 = 0,64$; $Re = 4,7 \cdot 10^3$; $\bar{\mu} = 55$; $\bar{\rho} = 770$). $0 < x/\lambda < 1$ et $0,2 < z/\lambda < 0,8$.

formation des jets secondaires (Fig. 6.29(c)) est identique à celle du cas déferlant plongeant/englobant (PLE) (Fig. 6.24).

Les jets secondaires se développent (Fig. 6.29(c)) et croissent en amplitude (Fig. 6.29(d)). Le jet secondaire englobe le jet tertiaire (Fig. 6.29(d)) formant par la suite une masse unique de liquide (Fig. 6.29(e)). Le jet secondaire continue alors sa croissance pendant que l'amplitude de la crête de l'onde initiale décroît (Figs. 6.29(e) et 6.29(f)). La masse d'eau se renverse sur la crête de l'onde initiale pendant qu'un nouveau jet se développe (Fig. 6.29(f)). Il s'en suit un cycle de jets secondaires et de renversements, entraînant du gaz (Fig. 6.29(g)). A $t/T = 2,83$ (Fig. 6.29(h)), une région de mélange reste présente à la surface libre et on remarque la présence de poches d'air sous la surface.

Dynamique de la vorticité

La figure 6.30 montre la dynamique de la vorticité et de la vitesse pour un déferlement plongeant/renversant (PLR) (Fig. 6.29). La dynamique de la vorticité jusqu'à la phase de génération des jets secondaires (Figs. 6.30(a)    6.30(c)) est similaire à celle d'un déferlement plongeant/englobant (PLE) (Fig. 6.25). On peut cependant remarquer que des tourbillons intenses apparaissent dans le gaz dès l'impact du jet (Fig. 6.30(b)). Le mouvement dans le gaz devient très chahut   à l'avant de l'onde, lors de la génération des jets secondaires (Fig. 6.30(c)).

Au moment où le jet secondaire englobe le jet tertiaire (Fig. 6.30(d)), le jet secondaire se scinde en deux tourbillons tournant dans des sens opposés. La structure de la vorticité dans le reste de l'écoulement est assez similaire à celle observée pendant la génération des jets secondaires (Fig. 6.30(c)), c'est-à-dire qu'on retrouve les tourbillons de vorticité négative autour des poches de gaz entraînées et les tourbillons de vorticité positive dans le gaz aux endroits de grandes déformations de l'interface.

Pendant la phase de renversement du jet secondaire sur la crête (Fig. 6.30(e)), la poche de gaz entraînée par ce mouvement se met en rotation, formant une région de vorticité positive qui va interagir avec la région de vorticité négative autour de la poche de gaz entraînée par l'onde initiale. Il en est de même à l'avant de l'onde entre les jets secondaire et tertiaire. Le mouvement dans le gaz est très complexe, avec des intensités de vorticité du même ordre de grandeur que celles générées par les jets secondaires (Fig. 6.30(c)).

Après $t/T = 2,83$ (Fig. 6.30(f)), les niveaux de vorticité dans le liquide sont comparables à ceux atteints à l'instant du déferlement (Fig. 6.30(a)). La vorticité est essentiellement localisée à l'interface diffuse et autour des zones gazeuses encore présentes dans l'écoulement.

On note que la vitesse d'éjection du jet est de 21% supérieure à la célérité de l'onde c . Elle est identique à celle du déferlement plongeant/englobant (PLE) et de 15% supérieur à celle atteinte lors du déferlement plongeant/superficiel (PLS). La vitesse verticale négative maximale à l'instant d'impact du jet primaire est de 86% de c et de 105% c    l'impact du jet secondaire dans la phase liquide. La vitesse d'impact du jet secondaire dans le liquide est donc beaucoup plus grande que la vitesse d'impact du jet primaire. La vitesse maximale horizontale dans le liquide à l'impact du jet primaire est supérieure de 41% de c et à l'impact du jet secondaire, elle vaut $2c$.

6.4.5 Classification des régimes d'évolution des ondes

La figure 6.31 montre la classification des différents régimes observés dans la gamme des paramètres étudiés. Pour les cas de déferlement plongeant (PL), on remarque que les trois

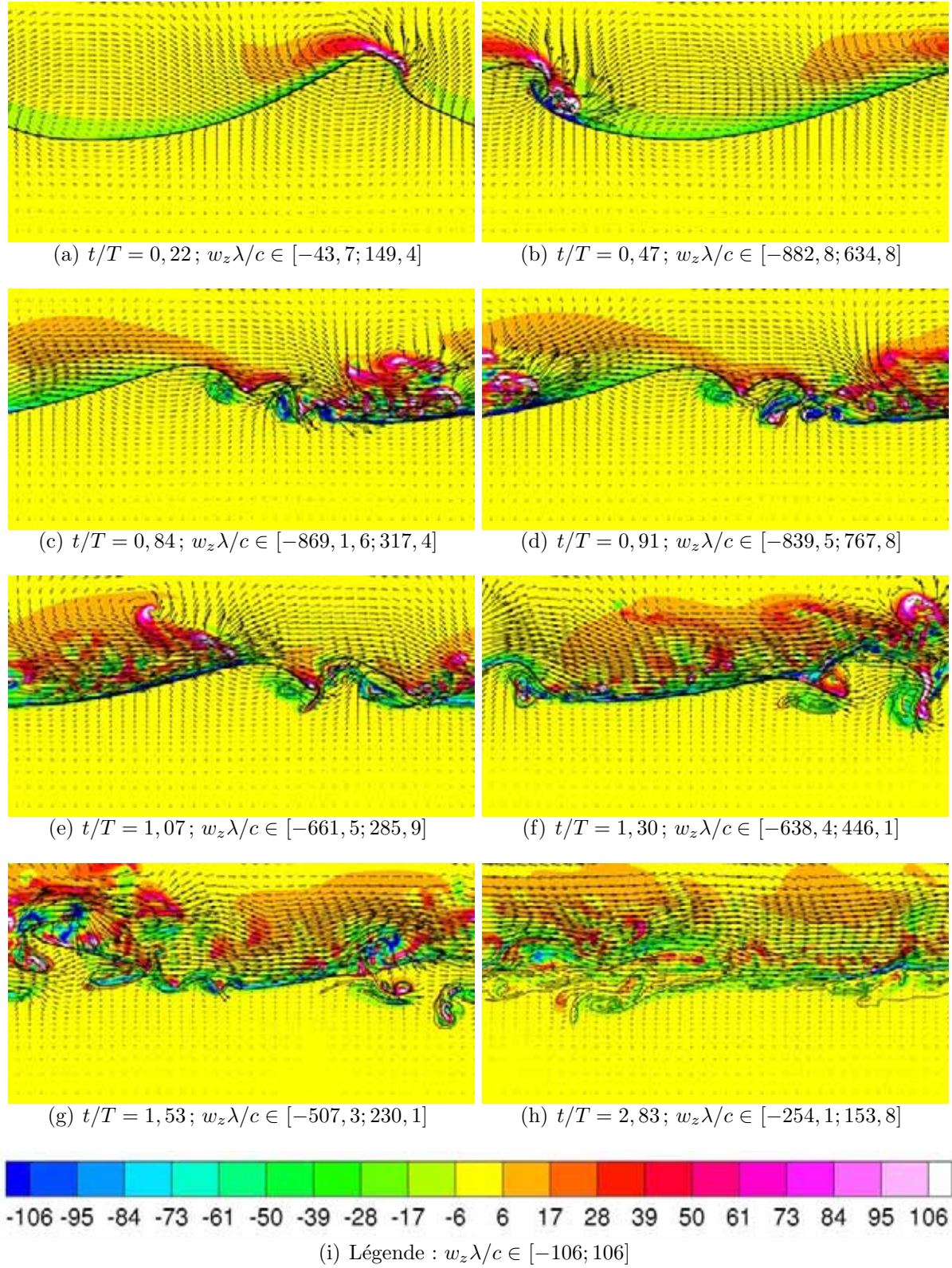


FIG. 6.30 – Distribution spatiale de la vorticité $\omega_y = \underline{\omega} \cdot \underline{e}_y$ adimensionnée par c/λ plongeant/renversant (PLR) ($\epsilon_0 = 0,64$; $Re = 4,7 \cdot 10^3$; $\bar{\mu} = 55$; $\bar{\rho} = 770$). $0 < x/\lambda < 1$ et $0,2 < z/\lambda < 0,8$. – : iso-contour $C = 0,05$ $0,5$ et $0,95$; \rightarrow : vecteur vitesse.

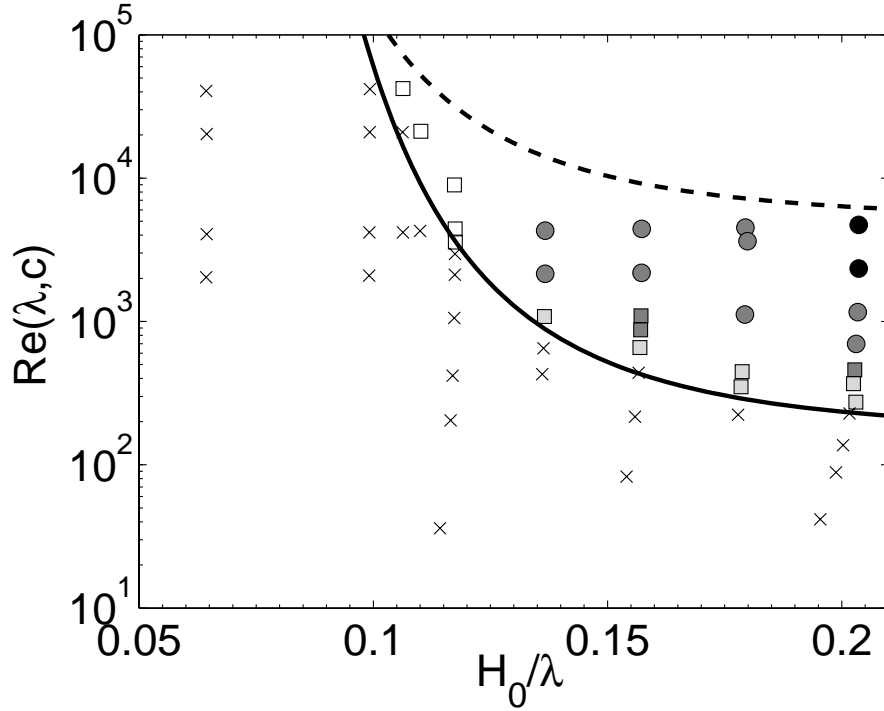


FIG. 6.31 – Classification des régimes dans l'espace des paramètres H_0/λ et $Re(\lambda, c)$. \times : non-déferlant ; symbole blanc : déferlement glissant (GL) ; symbole gris clair : déferlement plongeant/superficiel (PLS) ; symbole gris foncé : déferlement plongeant/ englobant (PLE) et symbole noir : déferlement plongeant/renversant (PLR). (\square : déferlement partiel et \circ : déferlement total).

régimes plongeant/superficiel (PLS), plongeant/englobant (PLE) et plongeant/renversant (PLR) forment des régions distinctes dans l'espace des paramètres. Le régime de déferlement plongeant/superficiel (PLS) comme le régime de déferlement glissant (GL) se trouve en limite des cas non-déferlants. Le régime plongeant/englobant (PLE) est observé pour des valeurs du nombre de Reynolds plus élevées. Enfin, le régime de déferlement plongeant/renversant (PLR) est observé pour des grandes cambrures et pour de grandes valeurs du nombre de Reynolds.

On peut penser que la région associée aux déferlements plongeants/renversants (PLR), pour une gamme plus grande de nombre de Reynolds peut s'étendre aux petites cambrures. En effet Bonmarin (1989) montre un comportement proche de simulation de déferlements plongeants/renversants (PLR) pour des cambrures moyennes initiales de $\epsilon_0 = 0,28$.

Sur la figure 6.31 une seconde manière de classifier les régimes est également proposée. Trois régimes différents apparaissent : les cas non-déferlants, les cas de déferlement partiel pour lesquels le déferlement ne dissipe pas la totalité de l'énergie de l'onde (une solution ondulatoire est retrouvée après le déferlement) et les cas de déferlement total pour lesquels toute l'énergie de l'onde initiale a été dissipée. Chacun des régimes dans cette nouvelle classification se situe dans une région indépendante de l'espace des paramètres, c'est-à-dire qu'il n'existe pas dans la gamme des paramètres étudiés de coexistence de deux régimes.

L'existence d'une telle classification montre que l'énergie de l'onde initiale n'est pas dissipée de la même manière dans ces trois régimes. Nous aborderons cette question dans la chapitre suivant consacré à l'étude de la dissipation (Ch. 7)

La figure 6.32 montre le rapport entre l'amplitude initiale et celle à l'instant du dé-

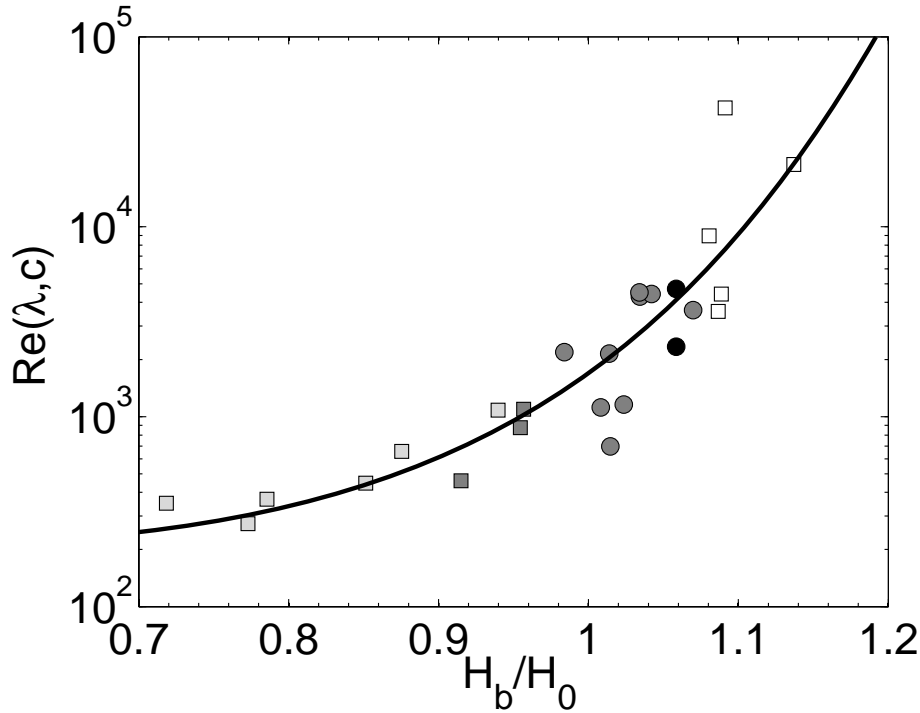


FIG. 6.32 – Rapport entre l'amplitude totale à l'instant de déferlement H_b et de l'amplitude totale initiale H_0 à t_0 en fonction du nombre de Reynolds $Re(\lambda, c)$. — : équation 6.6. symbole blanc : déferlement glissant (GL); symbole gris clair : déferlement plongeant/superficiel (PLS); symbole gris foncé : déferlement plongeant/englobant (PLE) et symbole noir : déferlement plongeant/renversant (PLR). (\square : déferlement partiel et \circ : déferlement total).

ferlement en fonction du Reynolds. Cette figure complète celle proposée pour l'étude du critère de déferlement (Sect. 6.4.2, Fig. 6.13), par l'ajout de la classification des différents régimes observés.

Tout d'abord (Fig. 6.32), on remarque que les déferlements plongeants/superficiels (PLS) ont une amplitude au déferlement inférieure à l'amplitude initiale ($H_b/H_0 < 1$). Ces régimes existent donc lorsque les effets visqueux dominent sur les effets non-linéaires. Pour les déferlements plongeants/englobants (PLE) et plongeants/renversants (PLR), le rapport d'amplitude au moment du déferlement sur l'initiale croît avec le nombre de Reynolds et est compris entre $0,9 < H_b/H_0 < 1,1$. Ces régimes existent donc lorsque les effets visqueux sont du même ordre de grandeur que les effets non-linéaires. On constate que dans le cas de déferlements plongeants/renversants (PLR), le rapport H_b/H_0 est plus grand en comparaison aux cas de déferlements plongeants/superficiels (PLS).

Ensuite (Fig. 6.32), on remarque que les déferlements glissants (GL) ont les rapports H_b/H_0 les plus grands dans la gamme des paramètres étudiée et forment une région séparée de celle des déferlements plongeants. La transition entre les déferlements plongeants (PL) et glissants (GL) de Galvin (1968) (Eq. 2.5), montre que le rapport H_b/H_0 augmente lorsque l'on passe d'un déferlement glissant à un déferlement plongeant (PL). On remarque donc ici le rôle important du nombre de Reynolds qu'il est nécessaire de prendre en compte pour ces critères de différenciation des types de déferlement.

6.5 Conclusion

Après la présentation des caractéristiques du régime non-déferlant, une classification des régimes déferlant et non-déferlant a été réalisée pour les deux paramètres variables de notre étude, à savoir le nombre de Reynolds $Re(\lambda, c)$ et la cambrure initiale de l'onde ϵ_0 . Les simulations ont été réalisées pour $Re(\lambda, c) \in [38; 4 \cdot 10^4]$ et $\epsilon_0 = \pi H_0/\lambda \in [0, 2; 0, 68]$.

Une compétition entre les effets visqueux et non-linéaires se traduit par une transition entre ondes déferlantes et non-déferlantes. Un critère de déferlement fonction de la cambrure ϵ_0 et du nombre de Reynolds $Re(\lambda, c)$ a été mis en évidence. La comparaison avec les expériences de Loewen and Melville (1991a) montre que nos simulations complètent de manière très intéressante la transition observée expérimentalement par ces auteurs dans une gamme de nombre de Reynolds plus élevés.

Parmi les cas déferlants, les déferlements glissants (GL) et plongeants (PL) sont observés et décrits. Les déferlements plongeants ont été classifiés en trois types : le déferlement plongeant/superficiel (PLS), le déferlement plongeant/englobant (PLE) et le déferlement plongeant/renversant (PLR). Chacun de ces déferlements a été décrit et les différences observées ont été soulignées.

Finalement, une classification de ces régimes a été proposée dans le diagramme des paramètres $(Re(\lambda, c), H_0/\lambda)$.

Chapitre 7

ETUDE DE LA DISSIPATION

7.1 Introduction

Ce chapitre est consacré à l'étude de la dissipation d'une onde de Stokes qui peut être non-déferlante ou déferlante. Pour cela les événements dissipatifs sont analysés et des temps caractéristiques de déferlement sont identifiés. La dissipation est ensuite quantifiée dans la perspective de sa paramétrisation.

D'une manière générale, à partir de l'expression locale du taux de dissipation, on montre que l'énergie dissipée par unité de longueur transverse et pour une longueur d'onde suit l'évolution :

$$Di \sim \mu \frac{U_d^2}{\ell_d^2} S_d \quad (7.1)$$

où U_d est la vitesse caractéristique et ℓ_d l'échelle caractéristique des structures dissipatives alors que S_d représente le volume par unité de longueur transverse concerné par la dissipation. Un des objectifs de ce travail est de caractériser ces échelles afin de proposer des lois d'évolutions pertinentes des ondes de Stokes déferlantes ou non-déferlantes.

Le chapitre est articulé en quatre parties. La première partie concerne le régime d'une onde de Stokes non-déferlante. On présente les évolutions temporelles des énergies mécaniques et de la dissipation. La dissipation calculée numériquement est comparée à la solution théorique d'une onde de Stokes ne prenant pas en compte la présence de l'air. Dans la seconde partie, on présente les évolutions des énergies mécaniques pour chaque régime de déferlement présenté dans le chapitre 6. Un modèle de dissipation moyenne est présenté et repose sur la définition d'un temps caractéristique de déferlement. Dans la troisième partie, on étudie de manière plus fine la dissipation dans le déferlement à partir de la mesure instantanée de la dissipation. On présente les évolutions temporelles caractéristiques de la dissipation pour différents régimes d'évolution des l'ondes de Stokes. Dans une dernière partie, une étude spectrale de l'énergie totale pendant le déferlement, permet de préciser les échelles impliquées dans la dissipation et une discussion sur la pertinence de l'utilisation de la simulation directe (sans modèle de sous-maille) pour l'étude du déferlement.

7.2 Dissipation des ondes de Stokes non-déferlantes

Dans cette section, on s'intéresse à la dissipation d'énergie pour une onde de Stokes non-déferlante. On décrit tout d'abord, l'évolution temporelle des quantités intégrées sur

le domaine numérique : les énergies mécaniques et la dissipation.

7.2.1 Evolution temporelle des énergies

La figure 7.1 montre l'évolution temporelle des énergies intégrées spatialement sur le domaine de calcul Ω : l'énergie cinétique Ec , l'énergie potentielle Ep et l'énergie mécanique totale $E = Ep + Ec$ définies telles que :

$$Ec(t) = \iiint_{\Omega} \frac{1}{2} \rho \underline{u} \cdot \underline{u} \, d\Omega$$

$$Ep(t) = \iiint_{\Omega} \rho g z \, d\Omega$$

On remarque que pour le cas non-déferlant présenté ($\epsilon_0 = 0,61$; $Re(\lambda, c) = 134$; $\bar{\mu} = 55$; $\bar{\rho} = 770$), l'énergie totale décroît exponentiellement dans le temps et 90% de l'énergie initiale est dissipée après $3,5T$. Le taux de décroissance de l'énergie est étudié dans une des parties suivantes du document (Sect. 7.2.4).

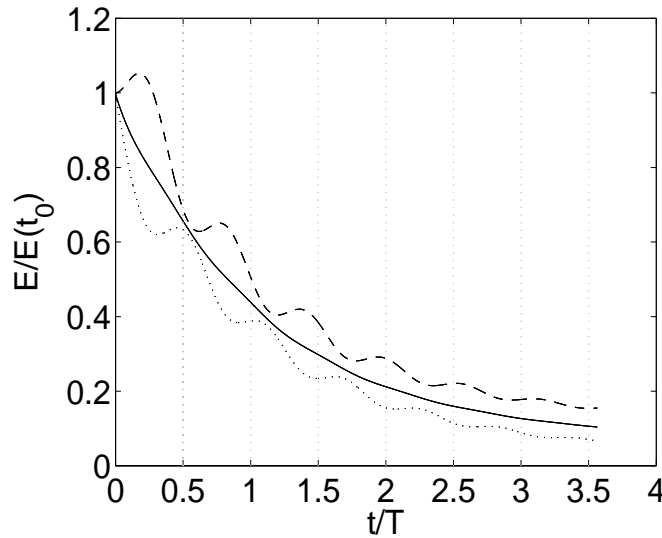


FIG. 7.1 – Evolution temporelle des énergies intégrées sur le domaine Ω de calcul normalisées par leur valeur à l'instant t_0 , pour une onde de Stokes non-déferlante ($\epsilon_0 = 0,61$; $Re(\lambda, c) = 134$; $\bar{\mu} = 55$; $\bar{\rho} = 770$). — : énergie totale E/E_0 ; — — : énergie potentielle Ep/Ep_0 ; ... : énergie cinétique Ec/Ec_0 vertical : instant présenté sur la figure 6.9.

Les énergies cinétique et potentielle décroissent aussi exponentiellement dans le temps avec un taux de décroissance identique à celui de l'énergie totale. On retrouve sur l'évolution temporelle de Ec et Ep les oscillations de période $1/2T$ qui ont été mises en évidence précédemment (Sect. 6.3).

7.2.2 Evolution temporelle de la dissipation totale

On définit la dissipation totale sur le domaine numérique $Di(t)$ par intégration du taux de dissipation $d(\underline{x}, t)$ (Eq. 5.5) dans le domaine d'étude Ω . La figure 7.2 montre l'évolution temporelle de $Di(t)$ normalisée par sa valeur Di_0 à $t = t_0$ pour l'onde non-déferlante présentée précédemment.

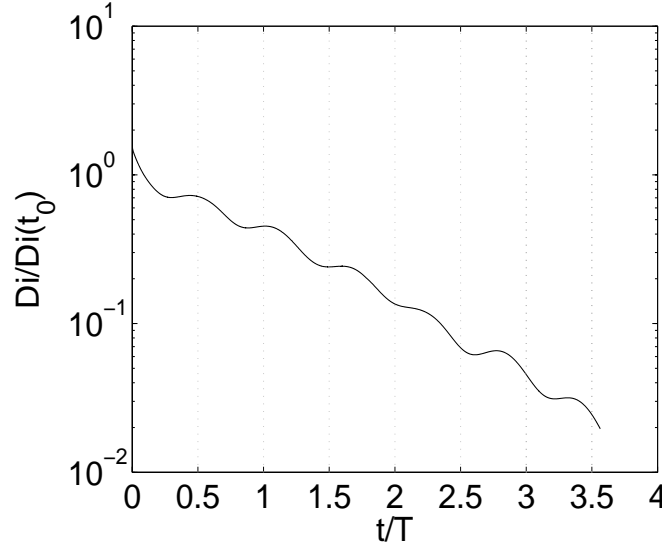


FIG. 7.2 – Evolution temporelle de la dissipation totale Di normalisée par sa valeur à l'instant t_0 , pour une onde de Stokes non-déferlante ($\epsilon_0 = 0,61$; $Re(\lambda, c) = 134$; $\bar{\mu} = 55$; $\bar{\rho} = 770$). ... vertical : instant présenté sur la figure 6.9.

La dissipation totale Di décroît exponentiellement avec le temps. Cette décroissance temporelle de Di (Fig. 7.2) s'accompagne d'oscillations de période $1/2T$ correspondant à celles observées sur l'évolution temporelle de Ep et Ec (Fig. 7.1 et Sect. 6.3). Di est en phase Ec : les maxima (resp. minima) de Di correspondant aux maxima (resp. minima) de Ec . Cela est en accord avec le fait que Di correspond à la dérivée temporelle de Ec (Eq. 5.6).

7.2.3 Evolution spatiale et temporelle de la dissipation

La figure 7.3 montre la distribution spatiale du taux de dissipation à différents instants de l'évolution pour l'exemple précédent ($\epsilon_0 = 0,61$; $Re(\lambda, c) = 134$; $\bar{\mu} = 55$; $\bar{\rho} = 770$). Le taux de dissipation est normalisé par le taux de dissipation théorique initial $D_{th0} = 4\mu k^4 c^2 \beta_0^2$ de l'onde de Stokes (présenté dans la section suivante).

On constate qu'initialement (Fig. 7.3(a)), la dissipation dans le liquide est principalement localisée dans la crête de l'onde. Le taux de dissipation dans la crête n'est pas symétrique, les maxima de l'ordre de $1,1D_{th0}$ se trouvant à proximité de la surface libre à l'avant et à l'arrière du sommet de l'onde. Sous le sommet de la crête, à proximité de la position de repos Z_0 , on remarque une région dans laquelle la dissipation est plus faible et en moyenne de l'ordre de $0,25D_{th0}$. En effet, comme nous le verrons plus en détail dans la suite, les gradients verticaux de la vitesse horizontale changent de signe dans cette région, ce qui a pour effet de diminuer localement l'intensité du taux de déformation et donc sa contribution dans la dissipation. Il en est de même au creux de l'onde.

Au cours de la propagation de l'onde (Fig. 7.3(b) à 7.3(f)), on constate que malgré la décroissance de l'intensité de la dissipation, sa répartition spatiale se conserve : les plus hauts niveaux du taux de dissipation sont toujours localisés dans la crête et sa distribution varie peu avec le temps. Après $3,5T$, le maximum du taux de dissipation représente moins de 5% de D_{th0} .

Concernant le taux de dissipation dans l'air, on constate qu'initialement il est négli-

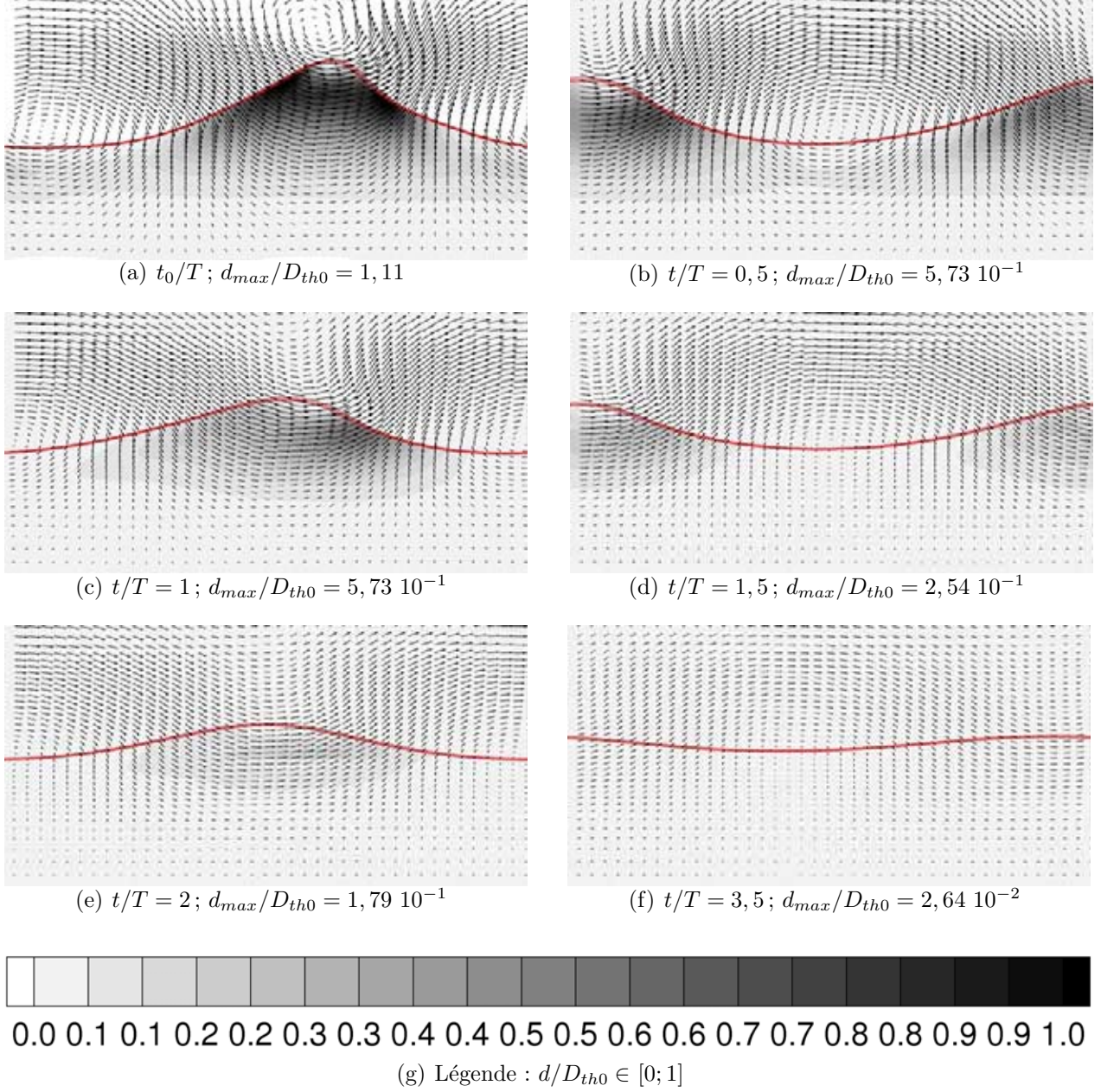


FIG. 7.3 – Distribution spatiale du taux de dissipation $d(\underline{x}, t)$ normalisé par $D_{th0} = 4\mu k^4 c^2 \beta_0^2$ pour une onde de Stokes non-déferlante ($\epsilon_0 = 0,61$; $Re(\lambda, c) = 134$; $\bar{\mu} = 55$; $\bar{\rho} = 770$). $0 < x/\lambda < 1$ et $0,2 < z/\lambda < 0,8$. – : iso-contours $C = 0,1$ $0,5$ et $0,9$; \rightarrow : vecteur vitesse.

geable (Fig. 7.3(a)). Les champs de vitesse et les niveaux de vorticité observés précédemment dans l'air (Fig. 6.10) soulignent de forts gradients mais qui pondérés par la viscosité de l'air donnent un taux de dissipation très faible de l'ordre de 2,5% de D_{th0} . Au cours du temps, le taux de dissipation dans l'air augmente sensiblement à cause des tourbillons générés, mais reste toujours inférieure à 5% de D_{th0} .

7.2.4 Dissipation totale théorique de l'onde de Stokes non-déferlante

Cette section est consacrée au calcul analytique de la dissipation totale d'une onde de Stokes non-déferlante en négligeant la présence de l'air. Rappelons que la position de la surface libre η pour une onde de Stokes d'ordre 3, est donnée par :

$$\eta(x) = \frac{1}{2}a^2k + a \cos(kx) + \frac{1}{2}a^2k \cos(2kx) + \frac{3}{8}a^3k^2 \cos(3kx)$$

où a est l'amplitude de l'onde de Stokes au premier ordre. Le terme constant $a^2k/2$ ressort du développement limité utilisé pour atteindre l'ordre 3 de l'onde de Stokes. Sous l'effet de la dissipation visqueuse, l'amplitude de l'onde décroît dans le temps. Le champ de vitesse peut être alors représenté par (Lamb (1932), Sect. 348) :

$$u(\underline{x}; t) = c\beta(t)k \cos[k(x - ct)] \exp(kz) \quad (7.2)$$

$$v(\underline{x}; t) = c\beta(t)k \sin[k(x - ct)] \exp(kz) \quad (7.3)$$

où $\beta(t)$ permet de décrire l'évolution temporelle de l'amplitude de l'onde à l'ordre choisi (cf. Eq. 4.1).   l'instant initial, β_0 est relié à a par la relation $\beta_0(1 + 9k^2\beta_0^2/8) = a$.   partir de ce champ de vitesse, le taux de dissipation local s'exprime :

$$d_{th}(\underline{x}, t) = d_{th}(z, t) = 2\mu k^4 c^2 \beta^2 \exp(2kz) \quad (7.4)$$

et la densité d'énergie totale s'écrit :

$$e_{th} = 2ec_{th} = \rho k^2 c^2 \beta^2 \exp(2kz) \quad (7.5)$$

Le bilan d'énergie intégré sur le volume de liquide (domaine Ω_l défini sous la surface libre) s'écrit alors :

$$\frac{d}{dt} \int_{\Omega_l} \rho k^2 c^2 \beta^2 \exp(2kz) d\Omega_l = - \int_{\Omega_l} 2\mu k^4 c^2 \beta^2 \exp(2kz) d\Omega_l \quad (7.6)$$

En remarquant que sous l'hypothèse des petites cambrures $\epsilon = ak \ll 1$:

$$\int_{-\infty}^{\eta} \exp(2kz) dz = \frac{1}{2k}$$

l'équation de conservation de l'énergie (7.6) se réduit à une équation différentielle du premier ordre :

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{1}{2} \rho k c^2 \beta^2 \right) = -2\mu k^3 c^2 \beta^2 \quad \text{soit} \quad \frac{d\beta}{dt} = -2\nu k^2 \beta \quad (7.7)$$

La solution de cette équation permet d'introduire un temps diffusif $\tau_d = 1/2\nu k^2$ caractéristique de la décroissance de l'amplitude :

$$\beta(t) = \beta_0 \exp(-2\nu k^2 t) = \beta_0 \exp\left(\frac{-t}{\tau_d}\right) \quad (7.8)$$

Il est maintenant possible d'en déduire l'évolution temporelle du taux de dissipation local d_{th} donné par (7.4) qui s'écrit alors :

$$d_{th}(\underline{x}, t) = 4\mu k^4 c^2 \beta_0^2 \exp\left(\frac{-2t}{\tau_d}\right) \exp(-2kz) \quad (7.9)$$

En intégrant l'équation locale 7.9, la dissipation totale sur une longueur d'onde et par unité de longueur transverse de l'onde de Stokes non-déferlante est finalement :

$$Di_{th}(t) = D_{th0} I(k, a) \exp\left(\frac{-2t}{\tau_d}\right) \quad (7.10)$$

où le taux de dissipation initial :

$$D_{th0} = 4\mu k^4 c^2 \beta_0^2 \quad (7.11)$$

et où l'intégrale $I(k, a)$ représente l'intégrale suivant la profondeur du terme de dépendance verticale de la dissipation :

$$I(k, a) = \int_{\Omega_l} \exp(2kz) d\Omega_l = \frac{1}{2k} \int_0^\lambda \exp(2k\eta(x)) dx \quad (7.12)$$

$I(k, a)$ peut être approché à moins de 1% par la fonction :

$$I(k, a) \simeq \frac{\pi}{k^2} \exp\left(2,8 (ka)^{\frac{5}{2}}\right) \quad (7.13)$$

comme l'illustre la figure 7.4 qui présente l'évolution de $I(k, a)$ en fonction de la cambrure. Dans la limite des petites cambrures, $k^2 I(k, a) \simeq \pi$. A noter que l'intégration sur un domaine correspondant au domaine de calcul numérique, c'est-à-dire jusqu'à $z = -Z_O = -\lambda/2$, sous estime l'intégrale $I(k, a)$ d'une valeur inférieure à 0,2%.

Finalement, par comparaison avec la relation (7.1), l'expression (7.10) permet de montrer que pour une onde de Stokes non-déferlante, l'échelle de longueur caractéristique est $\ell_d = \epsilon_0/k$ avec ϵ_0 la cambrure de l'onde à t_0 et la vitesse caractéristique est la célérité de l'onde $U_d = c$. De plus, la région par unité de longueur transverse concernée par le processus dissipatif est $S_d \sim \pi/k^2 = \lambda Z_d$ où $Z_d = \lambda/4/\pi \simeq 0,08\lambda$ peut être associée à la profondeur concernée par les mécanismes dissipatifs, valeur qui semble en accord avec les champs de taux de dissipation reportés sur la figure 7.3.

Nous allons maintenant présenter les résultats numériques obtenus concernant l'évolution temporelle de la dissipation totale. A la différence de la solution théorique présentée ci-dessus, les simulations numériques prennent en compte la présence de l'air au-dessus de l'onde.

7.2.5 Evolution temporelle d'une onde de Stokes non-déferlante en présence d'air

La figure 7.5 montre les évolutions temporelles de la dissipation totale pour différentes cambrures initiales $\epsilon_0 = kH_0/2$ (Fig. 7.5(b)) et différents nombres de Reynolds $Re(\lambda, c)$

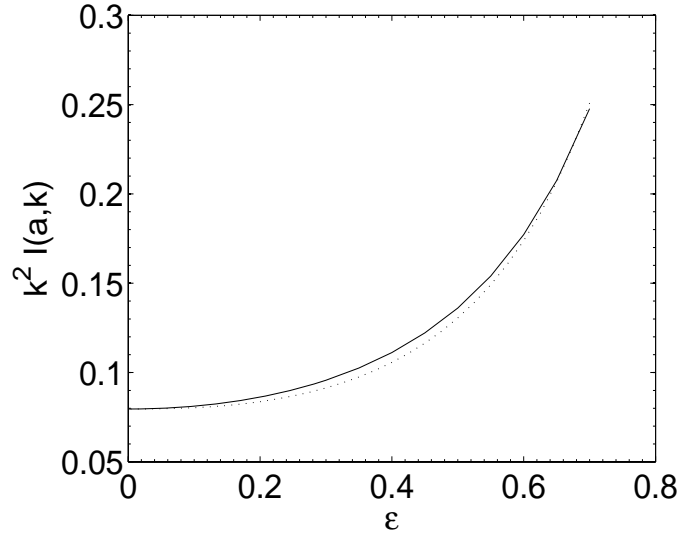


FIG. 7.4 – Evolution de $k^2 I(k, a)$ en fonction de la cambrure $\epsilon = ka$. — : expression théorique (Eq. 7.12); ... : expression approchée (Eq. 7.13).

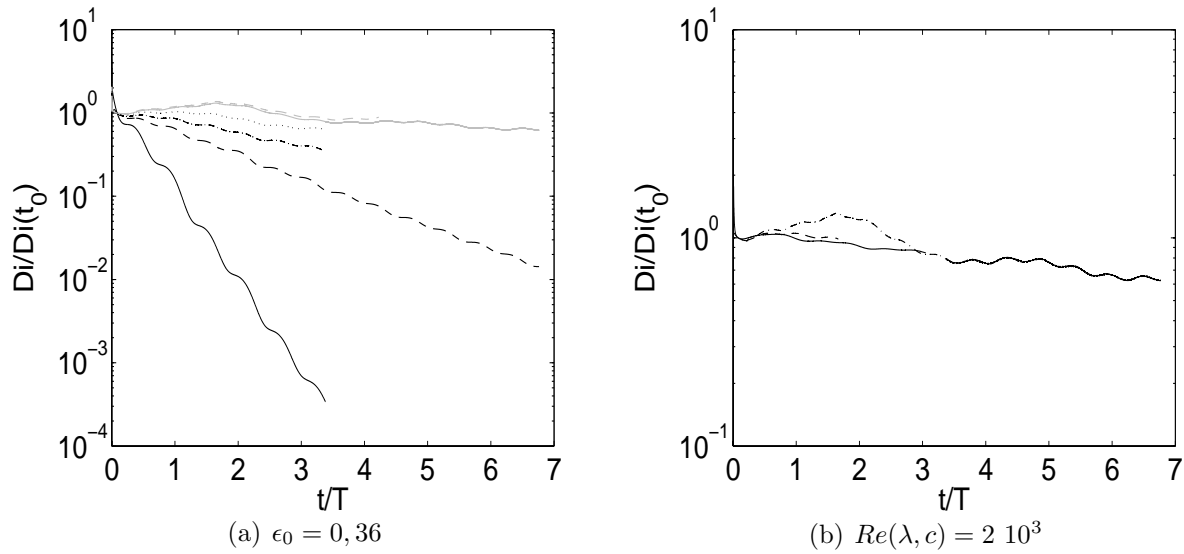


FIG. 7.5 – Evolution temporelle de la dissipation totale pour des ondes non-déferlantes ($\bar{\mu} = 55$; $\bar{\rho} = 770$). (a) A cambrure constante ($\epsilon_0 = 0,36$) : — $Re(\lambda, c) = 38$; — — $Re(\lambda, c) = 207$; — — $Re(\lambda, c) = 425$; ... $Re(\lambda, c) = 1,1 \cdot 10^3$; — gris : $Re(\lambda, c) = 2,2 \cdot 10^3$ et — — gris $Re(\lambda, c) = 3 \cdot 10^3$. (b) A valeur du nombre de Reynolds constante ($Re(\lambda, c) = 2 \cdot 10^3$) : — : $\epsilon_0 = 0,2$; — — : $\epsilon_0 = 0,31$ et — — : $\epsilon_0 = 0,36$.

(Fig. 7.5(a)). Tout d'abord, pour une cambrure initiale donnée, la représentation semi-log de la figure Fig. 7.5(a) montre nettement que la courbe de dissipation totale décroît exponentiellement avec le temps. Il apparaît par ailleurs clairement que le taux de décroissance diminue avec le nombre de Reynolds $Re(\lambda, c)$, c'est-à-dire augmente avec la viscosité comme le montre la relation (7.10).

On remarque aussi sur la figure 7.5(a) que pour les grands $Re(\lambda, c)$, la décroissance exponentielle de la dissipation totale est modulée par des oscillations d'amplitudes non-négligeables. Ces oscillations sont la signature du développement des non-linéarités (Ch.

6, Sect. 6.3).

La figure 7.5(b) montre l'évolution temporelle de la dissipation totale à $Re(\lambda, c)$ constant, pour différentes ϵ_0 . On observe que le taux de décroissance de la dissipation est globalement identique et semble au premier ordre, indépendant de ϵ_0 comme l'indique la relation analytique (7.10).

La figure 7.6 montre pour l'ensemble des cas considérés, le temps caractéristique de diffusion τ_d estimé dans nos simulations par l'interpolation exponentielle des courbes de dissipation totale Di , en fonction du temps de diffusion théorique $\tau_{dth} = 1/2\nu k^2$. On note un très bon accord entre τ_d et τ_{dth} , ce qui montre que la présence de l'air, 55 fois moins visqueux que le liquide, ne contribue pas de manière significative à la dissipation totale. On note que Yang and Tryggvason (1997) simulant des ondes de Stokes par résolution des équations de Navier-Stokes, ont aussi observé ce résultat avec des rapports de viscosité et de densité différents ($\epsilon = 0,31$ et $0,6$; $Re(\lambda, c) = 127$ et 16 ; $\bar{\rho} = 100$; $\bar{\mu} = 100$).

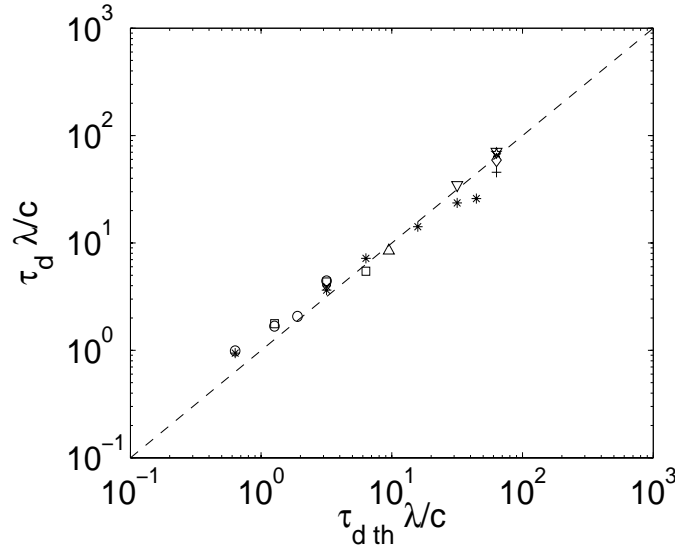


FIG. 7.6 – Temps caractéristique de décroissance τ_d la dissipation totale Di pour des ondes de Stokes non-déferlantes, comparé au temps théorique de diffusion $\tau_{dth} = 1/(2\nu k^2)$, normalisés par λ/c . — : rapport 1.

7.2.6 Dissipation totale initiale d'une onde de Stokes non-déferlante en présence d'air

On s'intéresse maintenant à la dissipation totale $Di_0 = Di(t_0)$ à $t = t_0$. La figure 7.7 compare la valeur numérique de $D_0 = Di_0/I(a, k)$ avec $D_{th0} = 4\mu k^4 c^2 \beta_0^2$ (Eq. 7.10). On remarque globalement que Di_0 obtenue dans les simulations suit l'évolution donnée par la solution analytique. Nous avons également reporté sur la figure 7.7 (en gris), Di_0 des ondes qui vont déferler par la suite. On constate que l'évolution est identique montrant que dans la phase pré-déferlante la dissipation totale est indépendante de l'état "instable" de l'onde. On constate cependant que Di_0 est toujours inférieure à la valeur du modèle théorique avec un écart qui augmente avec l'intensité de l'énergie dissipée. Di_0 mesurée

dans les simulations est ainsi 70% plus faible que celle de la solution analytique pour les écarts sur Di_0 les plus importants.

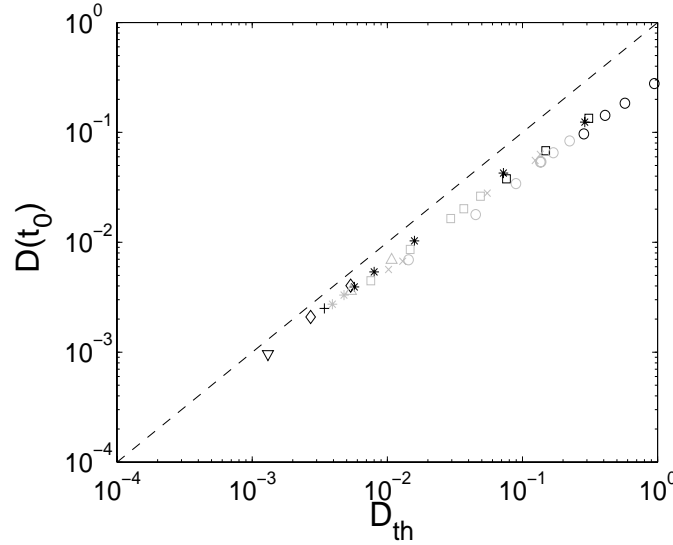


FIG. 7.7 – Dissipation totale $D(t_0) = Di_0/I(a, k)$ à $t = t_0$ en fonction de la solution analytique $D_{th} = D_{th0}/I(a, k) = 4\mu k^4 c^2 \beta_0^2 / I(a, k)$. -- : rapport 1.

Nous avons dans un premier temps vérifié que l'incertitude de la mesure liée aux oscillations observées sur l'évolution des courbes de dissipation totale Di est faible devant l'écart observé. En effet, nous avons vu précédemment que les courbes de Di sont modulées par des oscillations de période $1/2T$ autour d'une valeur moyenne Di_m . A $t = t_0$, dans l'ensemble des cas, Di_0 est sensiblement inférieur à Di_m (Figs. 7.2 et 7.5). Afin d'estimer cet écart, l'amplitude des oscillations a été mesurée en réalisant une transformée de Fourier sur les évolutions temporelles de $Di - Di_m$. A partir de l'énergie spectrale associée à l'oscillation $1/2T$, le signal est reconstruit par transformée de Fourier inverse donnant accès à l'amplitude de cette oscillation. Les amplitudes ainsi obtenues ne dépassent jamais 10% de Di_m à l'instant t_0 . Nous avons par ailleurs constaté que l'écart entre l'amplitude et Di_m diminue en $Re(\lambda, c)^{-1}$.

La solution théorique proposée ci-dessus a été obtenue pour des ondes de Stokes de faible cambrure $\epsilon = ak \ll 1$, c'est-à-dire pour une faible déformation de la surface libre. Dans notre étude, ϵ_0 ne satisfait pas cette condition puisqu'il varie de 0,2 à 0,68. Par conséquent, nous avons dans un premier temps essayé de représenter l'évolution de la différence entre D_{th0} et D_0 en fonction de ϵ_0 . Nous avons alors mis en évidence que la correction principale suit une tendance quadratique en ϵ_0 , soit :

$$D_{th0} - D_0 \approx \epsilon_0^2$$

La figure 7.8 montre la comparaison entre $D(t_0)$ et D_{th} corrigée par $(1 - \alpha_\epsilon \epsilon_0^2)$ où $\alpha_\epsilon = 1, 5$. On remarque que l'écart est nettement corrigé mais une légère sous-estimation persiste, notamment pour les petits nombres de Reynolds $Re(\lambda, c)$.

Afin d'expliquer la correction à l'ordre suivant à apporter pour une meilleure description de la dissipation totale Di_0 à $t = t_0$, nous avons tracé sur la figure 7.9 deux distributions verticales du taux de dissipation en deux abscisses différentes. La distribution verticale est comparée à l'évolution théorique en $\exp(2kz)$ en l'absence d'air, sous la

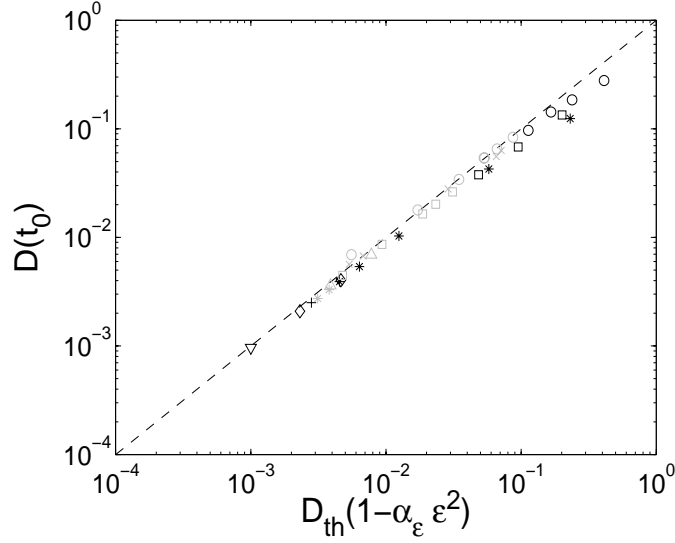


FIG. 7.8 – Dissipation totale $D(t_0) = D_{i0}/I(a, k)$ à $t = t_0$ en fonction de la solution analytique $D_{th} = D_{th0}/I(a, k) = 4\mu k^4 c^2 \beta_0^2 / I(a, k)$ corrigée par un terme de cambrure : $D_{th}(1 - \alpha_\epsilon \epsilon_0^2)$ avec $\alpha_\epsilon = 1, 5$. -- : rapport 1.

condition $\epsilon = ak \ll 1$. Malgré une cambrure ϵ ne vérifiant pas cette condition, ce qui induit l'inclinaison locale de la surface libre, on constate que loin de l'interface, la décroissance reste exponentielle. Cependant à l'interface, le raccordement avec l'air ambiant se traduit par une modification très nette du profil du taux de dissipation.

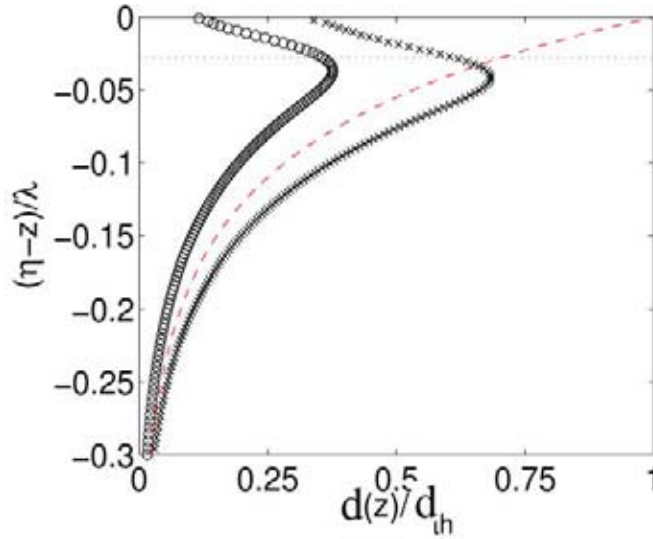


FIG. 7.9 – Distribution verticale du taux la dissipation $d(z, t_0)$ à t_0 en deux abscisses pour une onde de Stokes ($\epsilon = 0, 2$; $Re(\lambda, c) = 406$, $\bar{\mu} = 55$; $\bar{p} = 770$). \circ : $d(z, t_0)$ en $x/\lambda = 0, 2$; \times : $d(z, t_0)$ en $x/\lambda = 0, 5$; -- : $d_{th}(z, 0)$ (Eq. 7.9) et \cdots : L_{zth} (Eq. 7.18).

Ce résultat est directement lié au raccordement du champ de vitesse des deux fluides en présence (continuité des vitesses tangentielles et du cisaillement). Rappelons que les champs de vitesse de la solution de Stokes utilisée dans le calcul analytique précédent, sont

irrotationnels. Cependant, il est bien connu que la présence d'une interface génère de la vorticité par le raccordement des contraintes tangentielles, sous l'effet de la courbure de la surface. La vorticité Ω_ϕ produite à l'interface liquide-gaz est inversement proportionnelle au rayon de courbure R de la surface et proportionnelle à la vitesse tangentielle u_ϕ    l'interface (Batchelor (1967)) :

$$\Omega_\phi = 2 \frac{u_\phi}{R} \quad (7.14)$$

Le calcul du champ de vorticité diffusé sous l'interface et du champ de vitesse induit, s'appuie sur la décomposition du champ de vitesse en une composante irrotationnelle et une correction rotationnelle u_{rot} , telle que localement : $\underline{u} = \underline{u}_\phi + \underline{u}_{rot}$ avec $\nabla \times \underline{u} = \nabla \times \underline{u}_{rot}$. En ce plaçant dans le repère mobile, voyageant à la vitesse de phase c , l'équation de vorticité ω_ϕ linéarisée dans la direction perpendiculaire au plan $(x0z)$ s'écrit (Phillips (1966)) :

$$-c \frac{\partial \omega_\phi}{\partial x} = \nu \Delta \omega_\phi \quad (7.15)$$

En faisant l'approximation $a \ll \lambda$, on peut négliger les variations verticales devant les variations horizontales ($\partial/\partial x \ll \partial/\partial z$). L'équation de vorticité linéarisée    résoudre s'écrit alors :

$$-c \frac{\partial \omega_\phi}{\partial x} = \nu \frac{\partial^2 \omega_\phi}{\partial^2 z} \quad (7.16)$$

En cherchant des solutions sous la forme $A \exp(\alpha_1 z) \cos(kx + \alpha_2 z)$ pour l'équation (7.16), on obtient :

$$ikc = \nu(\alpha_1^2 + \alpha_2^2 + 2i\alpha_1\alpha_2) \quad (7.17)$$

avec $\alpha_1^2 = \alpha_2^2 = \alpha^2$. Le raccordement avec l'air à l'interface introduit par conséquent une couche limite de vorticité, d'épaisseur caractéristique :

$$L_{zth} = \alpha^{-1} = \frac{2}{k} \sqrt{\frac{\pi}{Re(\lambda, c)}} \quad (7.18)$$

où $Re(\lambda, c) = \lambda c/\nu$ est le nombre de Reynolds basé sur les échelles de longueur et de vitesse : λ et c .

On retrouve un résultat caractéristique des corrections de vorticité générée sur une interface liquide/gaz. Par exemple, la dissipation induite par le mouvement d'une bulle d'air de diamètre d se déplaçant à la vitesse relative U_b dans un liquide de viscosité dynamique μ , est la puissance de la force de traînée (Moore (1963)) s'écrit $Di_b = F_D U_b = 12\pi\mu R U_b^2 G(\chi) \left(1 - H(\chi) Re_b^{-1/2}\right)$ où le nombre de Reynolds de la bulle vérifie $Re_b = \rho d U_b / \mu \gg 1$. $G(\chi)$ et $H(\chi)$ sont des fonctions du rapport d'aspect de la bulle, c'est-à-dire dépendant de la courbure de l'interface. On constate notamment que le raccordement du profil de vitesse à l'interface se traduit par une dissipation réduite, en accord avec nos résultats numériques sur la dissipation d'une onde de Stokes.

La valeur de L_{zth} est reportée sur la figure 7.9. On constate que L_{zth} est bien l'échelle caractéristique du changement de comportement du taux de dissipation au niveau de l'interface.    noter que cette zone de raccordement est numériquement bien décrite car elle contient plus de 25 mailles.

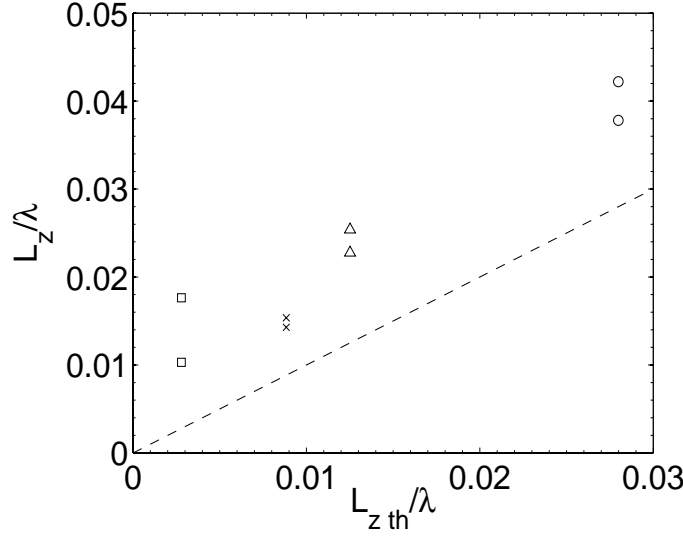


FIG. 7.10 – Epaisseur de raccordement des contraintes visqueuses L_z en fonction de sa valeur théorique $L_{z\,th}$ (Eq. 7.18) en deux abscisses ($x/\lambda = 0,2$ et $x/\lambda = 0,5$) pour des ondes de Stokes non-déferlantes ($\epsilon_0 = 0,2$; $\bar{\mu} = 55$; $\bar{\rho} = 770$). \circ : $Re(\lambda, c) = 406$; \triangle : $Re(\lambda, c) = 2 \cdot 10^3$; \times : $Re(\lambda, c) = 4,1 \cdot 10^3$ et \square : $Re(\lambda, c) = 4,1 \cdot 10^4$. $--$: $L_z = L_{z\,th}$.

A l'aide des profils verticaux du taux de dissipation, nous avons mesuré les valeurs numériques de L_z comme étant la distance entre l'interface et le point d'inflexion à partir duquel débute la diminution du taux de dissipation (Fig. 7.9). La figure 7.10 montre la comparaison entre L_z et $L_{z\,th}$ pour une gamme large de $Re(\lambda, c) \in [4 \cdot 10^2; 4 \cdot 10^4]$. On remarque que L_z suit la même loi de décroissance que $L_{z\,th}$ en $Re(\lambda, c)^{-1/2}$ à une constante additive près et que les ordres de grandeur sont identiques. On vérifie que cette constante est indépendante de la cambrure de l'onde, avec une légère dispersion que l'on peut attribuer à la méthode de mesure de L_z .

Nous avons complété la correction en ϵ_0^2 (Fig. 7.8), par un terme en $\alpha_{Re} Re(\lambda, c)^{-1/2}$. La figure 7.11 montre ce résultat avec $\alpha_\epsilon = 1,5$ et $\alpha_{Re} = 0,5$. On note un très bon accord entre la théorie corrigée et les résultats numériques sur 4 décades.

Finalement, l'évolution temporelle de la dissipation totale Di d'une onde de Stokes en situation non-déferlante dans nos simulations est décrite par :

$$Di(t) = 4\mu a_0^2 c^2 k^4 (1 - \alpha_\epsilon \epsilon_0^2 - \alpha_{Re} Re(\lambda, c)^{-1/2}) I(a, k) \exp\left(\frac{-2t}{\tau_d}\right) \quad (7.19)$$

où on rappelle que $\tau_d = 1/2\nu k^2$ le temps caractéristique de décroissance temporelle et que $\alpha_\epsilon = 1,5$ et $\alpha_{Re} = 0,5$ sont deux constantes empiriques.

A titre de remarque, nous avons constaté que la correction suivante $D_0 = D_{th}(1 - 0,8\epsilon^2 - 0,75Re(\lambda, c)^{-1/6})$ permet également de décrire très précisément les résultats numériques comme le montre la figure 7.12. Nous n'avons cependant aucune explication physique concernant une correction en $Re(\lambda, c)^{-1/6}$.

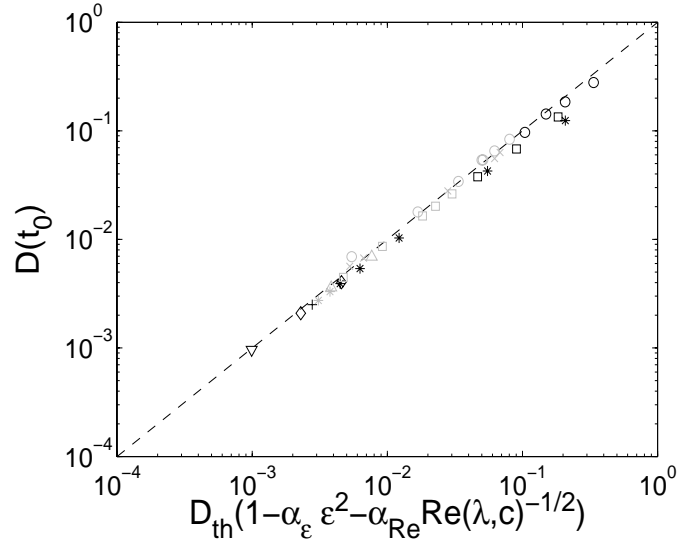


FIG. 7.11 – Dissipation totale $D(t_0) = Di_0/I(a, k)$ à $t = t_0$ en fonction de la solution analytique $D_{th} = D_{th0}/I(a, k) = 4\mu k^4 c^2 \beta_0^2 / I(a, k)$ corrigée par le terme de cambrure et le terme en Reynolds : $D_{th}(1 - \alpha_\epsilon \epsilon^2 - \alpha_{Re} Re(\lambda, c)^{-1/2})$ avec $\alpha_\epsilon = 1,5$ et $\alpha_{Re} = 0,5$. -- : rapport 1.

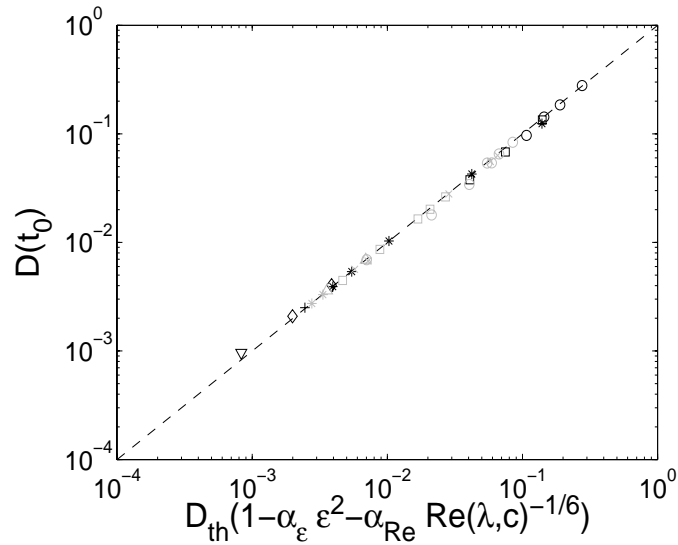


FIG. 7.12 – Dissipation totale $D(t_0) = Di_0/I(a, k)$ à $t = t_0$ en fonction de la solution analytique $D_{th} = D_{th0}/I(a, k) = 4\mu k^4 c^2 \beta_0^2 / I(a, k)$ corrigée par le terme de cambrure et le terme en Reynolds : $D_{th}(1 - \alpha_\epsilon \epsilon^2 - \alpha_{Re} Re(\lambda, c)^{-1/6})$, avec $\alpha_\epsilon = 0,8$ et $\alpha_{Re} = 0,75$. -- : rapport 1.

7.3 Evolution temporelle de l'énergie pour une onde de Stokes déferlante

Nous nous intéressons maintenant à l'évolution de l'énergie d'une onde de Stokes déferlante en fonction des paramètres de l'étude. Les évolutions temporelles des énergies mécaniques sont présentées pour chacun des quatre régimes de déferlement mis en évidence dans le chapitre 6 (Sect. 6.4). Les différentes phases de décroissance de l'énergie

mécanique totale sont décrites, ainsi que les échanges entre énergies cinétique et potentielle.

7.3.1 Déferlement de type glissant (GL)

La figure 7.13 montre l'évolution temporelle des énergies mécaniques intégrées sur le domaine Ω pour un déferlement de type glissant (GL). Tout d'abord, on remarque que l'énergie totale E décroît dans le temps et suit d'abord la décroissance exponentielle théorique $\exp(-2t/\tau_d)$ caractéristique des ondes non-déferlantes (Sect. 7.2). Lorsque que la région aérée apparaît au sommet de la crête ($t/T = 1,41$) (Fig. 6.15(a)), le taux de décroissance de l'énergie E augmente. Pour le cas présenté ($\epsilon_0 = 0,37$, $Re(\lambda, c) = 4,3 \cdot 10^3$), la décroissance reste exponentielle et le temps caractéristique de décroissance est alors d'environ 1,65 fois celui obtenu pour d'une onde non-déferlante. Cette deuxième phase de décroissance de E se poursuit jusqu'à la disparition de la région de mélange à la surface libre ($t/T \sim 3,2$) et 23% de l'énergie initiale de l'onde a alors été dissipée. Après $3,2T$, le taux de décroissance de E retrouve une valeur très proche (de l'ordre de 96%) de celle de l'onde avant le déferlement, c'est-à-dire de l'onde non-déferlante. Durant la phase de déferlement ($t/T \in [1,41; 2,86]$), l'onde a perdu 18% de l'énergie à $T/t = 1,41$. Le déferlement présenté est donc peu dissipatif.

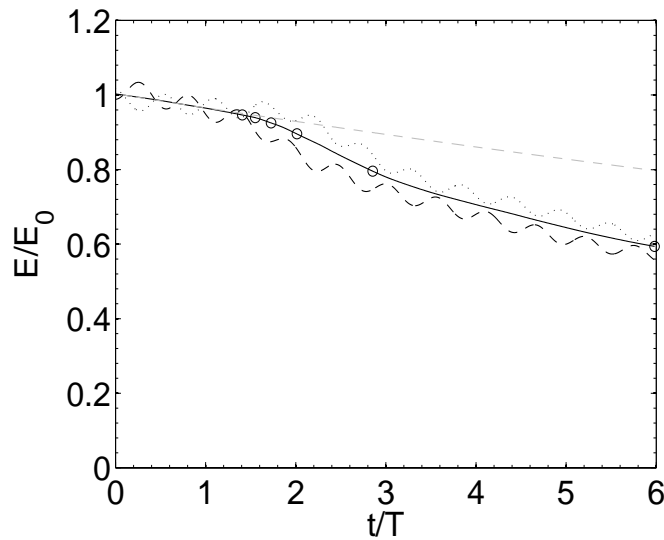


FIG. 7.13 – Evolution temporelle des énergies mécaniques totales normalisées par leurs valeurs à t_0 pour un déferlement glissant (GL) ($\epsilon_0 = 0,37$; $Re(\lambda, c) = 4,3 \cdot 10^3$). — : énergie totale E ; — — : énergie potentielle Ep ; ... : énergie cinétique Ec ; — — gris : décroissance théorique de E des ondes non-déferlantes en $\exp(-2t/\tau_d)$; \circ : instant reporté sur la figure 6.15.

Le comportement temporel des énergies cinétique Ec et potentielle Ep (Fig. 7.13), est proche de celui de E . On retrouve comme dans les cas non-déferlants (Fig. 7.1), des échanges entre Ec et Ep qui oscillent en opposition de phase. On remarque cependant que le niveau de Ec se maintient au début de la deuxième phase de décroissance (déferlante) alors que celui de l'énergie potentielle diminue très nettement. Ainsi l'amorce du déferlement se traduit par une chute de l'énergie potentielle associée à la diminution de l'amplitude de l'onde sous l'effet de l'éjection d'un jet de la crête qui accroît Ec . Ec décroît

ensuite en suivant le même taux de décroissance que l'énergie totale E . Après $3,2T$, les évolutions temporelles de Ep et Ec retrouvent le comportement des ondes non-déferlantes. On rappelle qu'après déferlement, une onde est retrouvée.

7.3.2 Déferlement de type plongeant/superficiel (PLS)

La figure 7.14 montre un exemple ($\epsilon = 0,64$; $Re(\lambda, c) = 370$) d'évolution temporelle des énergies mécaniques totales pour le régime de déferlement qualifié de plongeant/superficiel (PLS) et décrit sur la figure 6.19. L'évolution temporelle de l'énergie totale peut être décomposée en trois phases bien distinctes comme dans le cas du déferlement glissant (GL) : la phase de pré-déferlement, le déferlement puis la phase post-déferlement. Avant le déferlement, l'énergie totale E suit l'évolution d'une onde non-déferlante. A noter que compte-tenu de la valeur du nombre de Reynolds plus faible que dans le cas du déferlement glissant (GL) présenté précédemment (Fig. 7.13), la décroissance de E est beaucoup plus rapide, de sorte que 20% de l'énergie a été dissipée par les effets visqueux avant le déclenchement du déferlement.

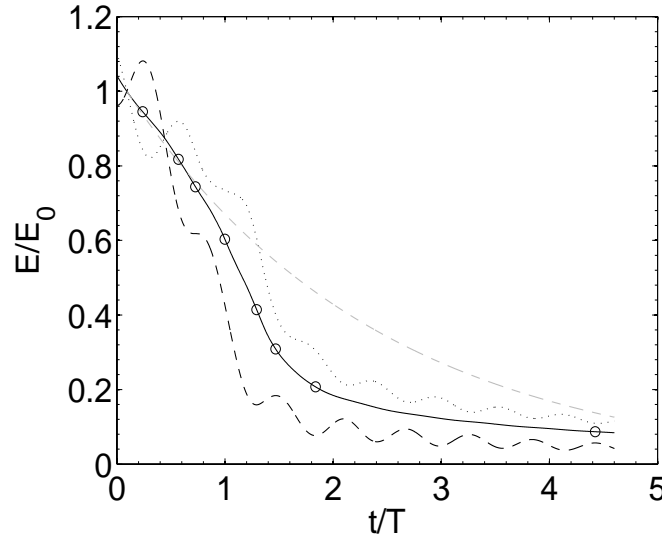


FIG. 7.14 – Evolution temporelle des énergies mécaniques totales normalisées par leurs valeurs à t_0 pour un déferlement plongeant/superficiel (PLS) ($\epsilon = 0,64$; $Re(\lambda, c) = 3,7 \cdot 10^2$). — : énergie totale E ; — — : énergie potentielle Ep ; ... : énergie cinétique Ec ; — — gris : décroissance théorique de E des ondes non-déferlantes en $\exp(-2t/\tau_d)$; \circ : instant reporté sur la figure 6.19.

Ensuite ($t/T = 0,6$), pendant la phase de renversement de la crête (Figs. 6.19(c) et 7.14), E s'écarte nettement du modèle théorique de décroissance de l'énergie des cas non-déferlants. On constate une chute rapide de l'énergie totale jusqu'à la fin du déferlement actif ($t/T \sim 1,8$), c'est-à-dire lorsque que seul un mélange de surface persiste suite au dégazage des poches d'air entraînées à l'issu de l'impact des jets primaire et secondaire (cf. Fig. 6.19(g)). Le déferlement se termine à l'instant $t \sim 1,8T$ et 79% de l'énergie totale à $T/t = 0,6$ a été dissipée durant la phase déferlante qui apparaît ici beaucoup plus dissipative que dans le cas du déferlement glissant (GL).

Ensuite, après $2T$ (phase de post-déferlement), E n'évolue pas de manière exponentielle, contrairement au cas déferlant glissant (GL) mais suit une loi de puissance E

$\propto t^{-0,92}$. Même si des travaux expérimentaux (Rapp and Melville (1990) et Melville *et al.* (2002)) et numériques (Chen *et al.* (1999), Lubin (2004)) montrent des lois de décroissance en puissance du temps après déferlement, il faut rester prudent. En effet, nous avons discuté précédemment (Sect. 6.4.3.2) de la limitation numérique pour décrire correctement la phase de dégazage des zones de mélange issues du déferlement.

Si on s'intéresse à présent aux évolutions temporelles des énergies cinétique Ec et potentielle Ep , également présentées sur la figure 7.14, leurs comportements diffèrent de ceux observés pour le déferlement glissant (GL) présenté précédemment. Pendant la phase de raidissement de l'onde ($t/T = 0, 24$), Ep devient maximale au maximum d'amplitude de l'onde alors que Ec diminue. A l'instant de déferlement ($t = 0, 56T$) (Figs. 7.14 et 6.19)), Ec est maximale à cause de la région de forte vitesse dans la crête, alors que Ep est minimale. Quand le jet primaire commence à chuter ($T/t > 0, 8$), Ep diminue pour atteindre un minimum à l'impact du jet, tandis que Ec devient maximale. Les maxima de Ec correspondent toujours à des minima de Ep et inversement, ce qui, comme nous l'avons déjà observé, est caractéristique des échanges entre ces deux énergies.

Après $2T$, il reste 30% de l'énergie cinétique initiale, moins de 10% de l'énergie potentielle initiale et 80% de l'énergie totale a été dissipée, dont environ 60% pendant le déferlement.

7.3.3 Déferlement de type plongeant/englobant (PLE)

Le troisième régime de déferlement présenté ici est le régime plongeant/englobant (PLE). L'évolution temporelle des différentes énergies est reportée sur la figure 7.15 ($\epsilon_0 = 0, 64$; $Re(\lambda, c) = 1, 2 \cdot 10^3$) et présente les trois même phases caractéristiques décrites pour les autres déferlements étudiés précédemment (pré-déferlement, déferlement, post-déferlement). Pendant la première phase du déferlement ($t/T < 0, 56$), on retrouve un taux de décroissance proche du théorique pour des ondes non-déferlantes. La transition ($t/T = 0, 56$) entre la première et la seconde phase est ici très marquée avec une rupture de pente franche. L'éjection du jet n'a pas ici une signature aussi marquée que pour le cas plongeant/superficiel (PLS) pour lequel le début de la phase de déferlement débute avec la chute du jet (Fig. 7.14).

Le changement de comportement de l'énergie totale E débute à l'impact du jet primaire ($t/T = 0, 56$) à la surface libre. Pendant la phase de déferlement, on remarque une légère variation locale du taux de décroissance de E à $t = 1, 06T$. Cet instant correspond à l'englobement de l'onde par la crête initiale. Ce mécanisme introduit donc une dissipation supplémentaire, plus efficace que l'impact des jets secondaire et tertiaire, pour lesquels on n'observe pas de trace nette sur l'évolution temporelle de E . Pendant cette phase de déferlement, l'énergie semble décroître linéairement avec le temps et un taux de 0,25 est observé.

La transition vers la phase post-déferlante est plus difficile à localiser et semble se faire de manière plus progressive que dans les cas déferlants précédemment décrits (cf. Figs. 7.13 et 7.14). En effet, à $t = 2, 15T$, le déferlement actif est terminé mais le dégazage n'est pas total. On retrouve durant la phase post-déferlement (Fig. 7.15) une loi de puissance en $t^{-0,86}$ pour la décroissance de l'énergie totale. Malgré la différence dans les paramètres initiaux, cette décroissance est proche de celle proposée par Rapp and Melville (1990) et Melville *et al.* (2002) ($\epsilon_0 \in [0, 1; 0, 6]$; $Re(\lambda, c) \sim 4 \cdot 10^6$) qui trouvent des taux de décroissance de l'énergie cinétique turbulente en t^{-1} . En situation laminaire et pour des rapports de densité et de viscosité différents, Chen *et al.* (1999) trouvent également

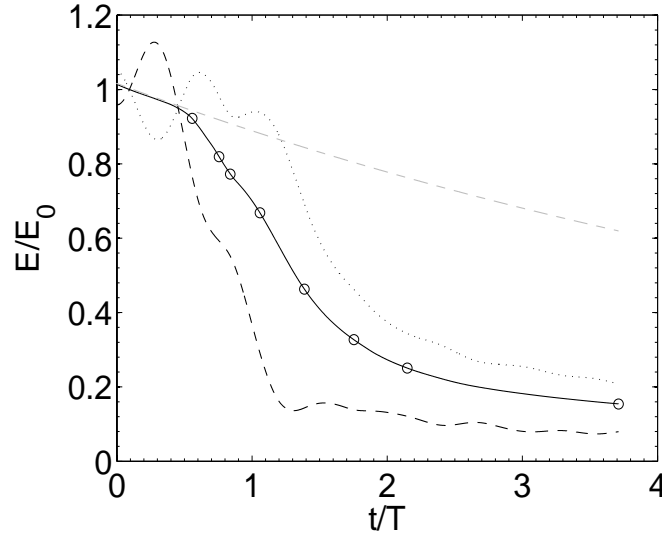


FIG. 7.15 – Evolution temporelle des énergies mécaniques totales normalisées par leurs valeurs à t_0 pour un déferlement plongeant/englobant (PLE) ($\epsilon_0 = 0,64$; $Re(\lambda, c) = 1,2 \cdot 10^3$). — : énergie totale E ; --- : énergie potentielle E_p ; ... : énergie cinétique E_c ; --- gris : décroissance théorique de E des ondes non-déferlantes en $\exp(-2t/\tau_d)$; \circ : instant reporté sur la figure 6.24.

(Sect. 4.3.3) une évolution en t^{-1} ($\epsilon_0 = 0,55$, $Re(\lambda, c) = 4500$, $\bar{\rho} = 100$ et $\bar{\mu} = 2,5$). Lubin (2004) ($h/\lambda = 0,17$ où h est la profondeur, $\epsilon_0 = 0,41$ et $Re(\lambda, c) = 3,2 \cdot 10^4$) observe un décroissance en $t^{-0,31}$ par simulation des grandes échelles (2D).

Concernant l'évolution temporelle de E_c et E_p , on remarque que les échanges entre les deux énergies sont proches de ceux décrits pour le déferlement plongeant/superficiel (PLS) présenté précédemment (cf. Fig. 7.14). Les transferts sont cependant plus marqués à l'impact ($t = 0,56T$) puisque le niveau d'énergie cinétique est de 3% supérieur à l'énergie cinétique à t_0 et reste très élevé jusqu'à ce que la crête englobe les jet secondaire à $t/T = 1,06$ ($E_c = 0,96E_0$ et $E_p = 0,28E_{p0}$). Finalement, $3T$ après le début du déferlement, 85% de E_0 est dissipée, E_c représente 24% de E_{c0} et E_p moins de 10% de E_{p0} . Pendant la phase de déferlement actif ($t/T \sim 2,15$), l'onde a perdu 71% de l'énergie qu'elle avait par à l'impact du jet primaire ($t/T = 0,56$). Cette valeur est du même ordre de grandeur que celle trouvée dans les déferlement plongeant/superficiel (PLS). Cet écart peut s'expliquer par la détection de la phase post-déferlante sur les courbes d'énergie dans du déferlement plongeant/englobant (PLE), plus difficile à identifier.

7.3.4 Déferlement de type plongeant/renversant (PLR)

La figure 7.16 montre l'évolution temporelle des énergies mécaniques pour le dernier type de déferlement observé : le déferlement plongeant/renversant (PLR). Dans ce régime, le comportement temporel de E , E_c et E_p rappelle fortement celui observé pour le déferlement plongeant/englobant (PLE) (Fig. 7.15). Les trois zones de décroissance de l'énergie existent toujours, mais le temps de simulation apparaît trop court pour identifier proprement le début de la phase post-déferlement. La première phase comme dans les cas déferlants présentés précédemment, suit la loi de décroissance temporelle d'une onde non-déferlante. La phase déferlante débute avec l'impact du jet primaire à $t/T = 0,47$ et se termine approximativement à $t/T \sim 2$. Pendant cette phase déferlante, on note une perte

de 49% de l'énergie à l'impact du jet primaire ($t/T = 0,47$). Cette valeur est inférieure à celle observée dans les cas déferlant plongeant/superficiel (PLS) et plongeant/englobant (PLE). L'énergie dans ce cas reste encore présente sous forme d'énergie cinétique ($54\% E_{c0}$) et potentielle ($44\% E_{p0}$) dans le mélange de surface qui résulte du déferlement.

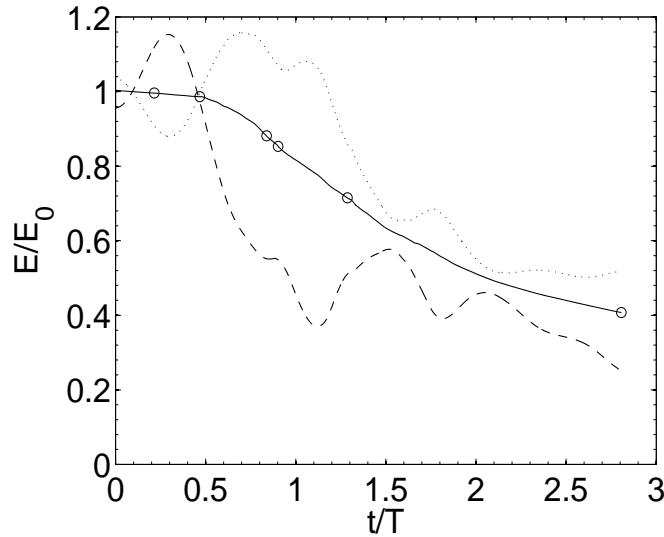


FIG. 7.16 – Evolution temporelle des énergies mécaniques totales normalisées par leurs valeurs à t_0 pour un déferlement plongeant/renversant (PLR) ($\epsilon_0 = 0,64$; $Re(\lambda, c) = 4,7 \cdot 10^3$). — : énergie totale E ; — — : énergie potentielle E_p ; ... : énergie cinétique E_c ; — — gris : décroissance théorique de E des ondes non-déferlantes en $\exp(-2t/\tau_d)$; \circ : instant reporté sur la figure 6.29.

7.3.5 Synthèse

Nous venons de décrire pour les différents types de déferlement, l'évolution temporelle des différentes énergies mécaniques (totale, cinétique et potentielle). Nous avons montré que l'évolution temporelle de ces énergies se caractérise par trois phases bien identifiées. Avant le déferlement, l'énergie des ondes décroît comme dans les cas non-déferlants. La phase de déferlement se distingue ensuite nettement de cette évolution par une décroissance fortement accrue de l'énergie. La seconde transition est moins marquée mais présente un comportement asymptotique : soit exponentiel dans les déferlements glissants (GL), soit en loi en puissance temporelle pour les déferlements plongeants (PL). On note que dans les cas de déferlements partiels, la fin du déferlement actif est bien marquée ce qui n'est pas le cas des déferlements totaux. A l'inverse, le début du déferlement est bien marqué sur l'évolution temporelle de E dans les déferlements totaux (impact du jet) alors que dans les déferlements partiels cet instant est plus généralement associé à l'apparition d'un front raide à la crête de l'onde et à la phase de chute du jet, est moins nette.

A partir de l'évolution de l'énergie totale, il est possible d'en déduire une estimation de l'énergie perdue par le déferlement et un temps caractéristique de déferlement.

7.4 Temps caractéristique de déferlement

Ayant caractérisé les trois phases de décroissance de l'énergie mécanique totale E , nous souhaitons maintenant en déduire le temps caractéristique de la phase déferlante : τ_b .

On définit ce temps τ_b comme l'écart entre le début et la fin de la phase déferlante observée sur l'évolution temporelle de E . La figure 7.17 montre l'évolution de τ_b adimensionné par la période T en fonction du nombre de Reynolds $Re(a_0, c)$ où l'échelle caractéristique de longueur utilisée pour bâtir le nombre de Reynolds n'est pas λ mais $a_0 = H_0/2$. Deux tendances très nettes se dégagent : pour $Re(a_0, c) < 150$, τ_b suit une loi de croissance logarithmique en $Re(a_0, c)$ et pour $Re(a_0, c) > 150$ converge vers une valeur constante proche de T :

$$\begin{aligned} \tau_b/T &= 0,86 \log Re(a_0, c) - 2,51 \quad \text{pour} \quad Re(a_0, c) < 150 \\ \tau_b/T &= 1,70 \quad \text{pour} \quad Re(a_0, c) > 150 \end{aligned} \quad (7.20)$$

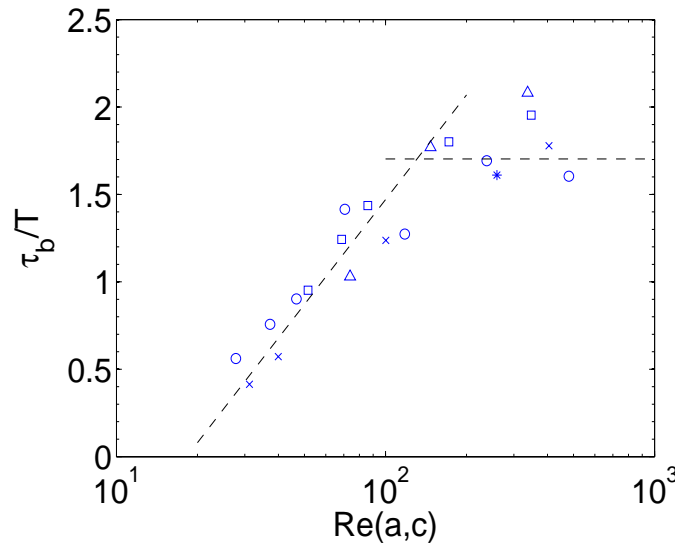


FIG. 7.17 – Temps caractéristique de déferlement τ_b en fonction du nombre de Reynolds $Re(a_0, c)$. — : équation 7.20. Les symboles correspondent à des cambrure initiales constantes : \circ : $\epsilon_0 = 0,63$ ($Re(\lambda, c) = 2,7 \cdot 10^2$; $3,7 \cdot 10^2$; $4,6 \cdot 10^2$; $7 \cdot 10^2$; $1,1 \cdot 10^3$; $2,3 \cdot 10^3$; $4,7 \cdot 10^3$); \times : $\epsilon_0 = 0,56$ ($Re(\lambda, c) = 3,5 \cdot 10^2$; $4,5 \cdot 10^2$; $1,1 \cdot 10^3$; $4,5 \cdot 10^3$); \square : $\epsilon_0 = 0,49$ ($Re(\lambda, c) = 6,6 \cdot 10^2$; $8,7 \cdot 10^2$; $1,1 \cdot 10^3$; $2,2 \cdot 10^3$; $4,4 \cdot 10^3$); \triangle : $\epsilon_0 = 0,43$ ($Re(\lambda, c) = 1,1 \cdot 10^3$; $2,1 \cdot 10^3$; $4,3 \cdot 10^3$); $*$: $\epsilon_0 = 0,37$ ($Re(\lambda, c) = 4,3 \cdot 10^3$) (déferlement glissant (GL)).

Ce comportement est cohérent avec la remarque de Melville (1994) qui indique que le temps de déferlement dans les expériences de Rapp and Melville (1990) est constant dans une gamme de $Re(a_0, c)$ supérieure à la nôtre ($\sim 10^6$). Melville (1994) indique qu'en moyenne $\tau_b \sim T$, ce qui est du même ordre de grandeur que nos simulations.

7.5 Dissipation moyenne pendant la phase déferlante

Le temps de déferlement ayant été caractérisé, il est possible de déterminer une dissipation moyenne pendant la phase de déferlement par :

$$Di_b = \frac{\Delta E}{\tau_b} \quad (7.21)$$

où $\Delta E = E_2 - E_3$ est la différence d'énergie entre les deux transitions décrites précédemment.

Par ailleurs, la dissipation moyenne pour une onde de Stokes non-déferlante d'amplitude équivalente à l'amplitude au moment du déferlement a_b peut être estimée sur le temps de déferlement τ_b par :

$$Di_{St} = Di(a_b) \frac{\tau_d}{2\tau_b} \left(1 - \exp\left(\frac{-2\tau_b}{\tau_d}\right) \right) \quad (7.22)$$

où $Di(a_b)$ représente la dissipation pour une onde de Stokes non-déferlante obtenue à partir de la l'équation 7.19.

La dissipation moyenne pour un cas non-déferlant Di_{St} (Eq. 7.22) est comparée à la dissipation estimée pour la phase de déferlement Di_b (Eq. 7.21) sur la figure 7.18. Di_b est de 2 à 30 fois supérieure à Di_{St} dans la gamme des paramètres étudiée. On remarque que le déferlement engendre une dissipation largement supérieure à la dissipation qu'aurait une onde non-déferlante de même amplitude, même pour de petites valeurs du nombre de Reynolds pour lesquelles la dissipation par diffusion est importante.

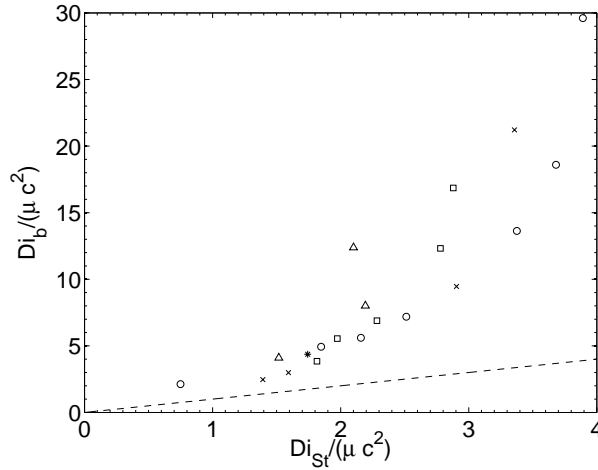


FIG. 7.18 – Dissipation moyenne pour une onde de Stokes non-déferlante Di_{St} (Eq. 7.22) en fonction de la dissipation associée au déferlement Di_b (Eq. 7.21) normalisées par μc^2 . — : rapport 1. Les symboles correspondent à des cambrure initiales constantes : \circ : $\epsilon_0 = 0,63$ ($Re(\lambda, c) = 2,7 \cdot 10^2$; $3,7 \cdot 10^2$; $4,6 \cdot 10^2$; $7 \cdot 10^2$; $1,1 \cdot 10^3$; $2,3 \cdot 10^3$; $4,7 \cdot 10^3$); \times : $\epsilon_0 = 0,56$ ($Re(\lambda, c) = 3,5 \cdot 10^2$; $4,5 \cdot 10^2$; $1,1 \cdot 10^3$; $4,5 \cdot 10^3$); \square : $\epsilon_0 = 0,49$ ($Re(\lambda, c) = 6,6 \cdot 10^2$; $8,7 \cdot 10^2$; $1,1 \cdot 10^3$; $2,2 \cdot 10^3$; $4,4 \cdot 10^3$); \triangle : $\epsilon_0 = 0,43$ ($Re(\lambda, c) = 1,1 \cdot 10^3$; $2,1 \cdot 10^3$; $4,3 \cdot 10^3$); $*$: $\epsilon_0 = 0,37$ ($Re(\lambda, c) = 4,3 \cdot 10^3$) (déferlement glissant).

La figure 7.19(a) montre le rapport entre Di_b et Di_{St} . Ce rapport augmente avec le nombre de Reynolds. Une tendance en $Re(\lambda, c)^{1/2}$ est observée pour les nombres de Reynolds $Re(\lambda, c) > 1,1 \cdot 10^3$ avec une dissipation par le déferlement variant entre 3 et 8 fois Di_{St} en fonction du nombre de Reynolds $Re(\lambda, c)$. On remarque que pour $Re(\lambda, c) < 1,1$

10^3 , la dissipation par le déferlement demeure relativement indépendante du Reynolds et varie entre 2 et 3 fois Di_{St} . Ces deux comportements peuvent être rapprochés de la nature des écoulements obtenus après déferlement. En effet (Fig. 7.19(b)), la gamme des nombres de Reynolds $Re(\lambda, c) < 1,1 \cdot 10^3$ correspond aux déferlements partiels (onde résiduelle) et celle de $Re(\lambda, c) > 1,1 \cdot 10^3$ correspond aux déferlements totaux (mélange en surface). Cette frontière s'explique par le fait que pour le régime de déferlement partiel les effets visqueux dominent sur les non-linéarités comme on a pu le remarquer dans le chapitre précédent (Ch. 6, Sect. 6.4.5, Fig. 6.32). Dans ce régime de déferlement partiel, on observe un équilibre entre les effets visqueux et l'intensité des gradients générés pendant le déferlement. Cependant, cette observation n'est pas valide pour le déferlement glissant (GL) qui est un déferlement partiel mais qui suit la tendance des déferlements à $Re(\lambda, c) > 1,1 \cdot 10^3$.

Comme on a pu le remarquer dans le chapitre précédent (Sect. 6.4.5), les déferlements plongeants/superficiels (PLS) observés dans la gamme de paramètre étudié sont des déferlements partiels car les effets visqueux dominent. Les déferlements plongeants/englobants (PLE) existent sous forme de déferlements partiels comme totaux et la nature de ce régime de déferlement ne se distingue pas sur la figure 7.19(b). Enfin pour déferlements plongeants/renversants (PLR) dans la gamme de paramètres étudiés, le rapport Di_b/Di_{St} suit la loi de croissance avec le nombre de Reynolds $Re(\lambda, c)$ observée pour les valeurs $Re(\lambda, c) > 1,1 \cdot 10^3$. La nature du déferlement apparaît donc secondaire et le rapport entre les effets de non-linéarités et visqueux, contrôle le rapport Di_b/Di_{St} à cambrure fixée.

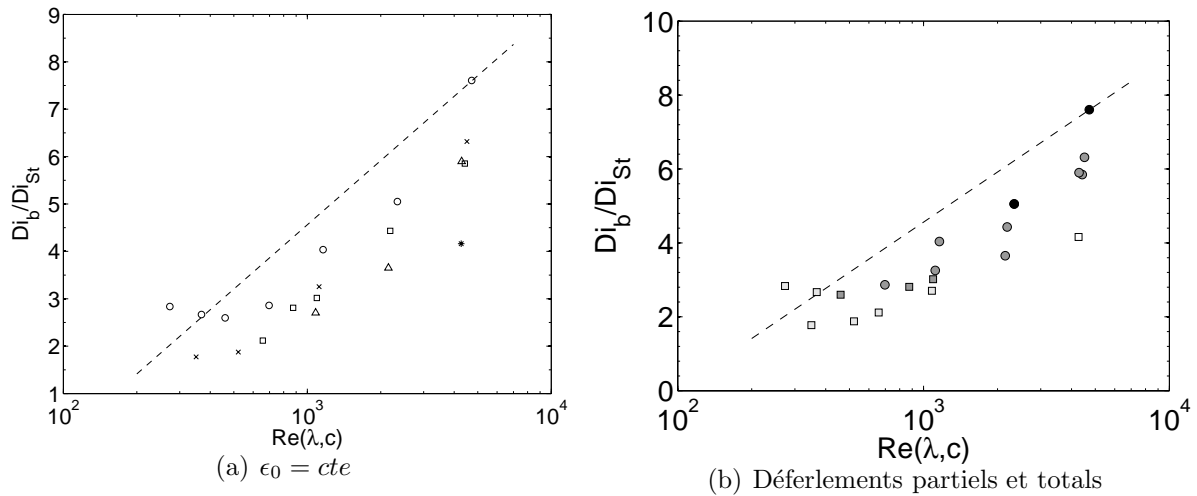


FIG. 7.19 – Dissipation associée au déferlement Di_b normalisée par la dissipation moyenne d'une onde non-déferlante Di_{St} en fonction du nombre de Reynolds $Re(\lambda, c)$. — : pente $Re(\lambda, c)^{1/2}$. (a) symboles dans la légende de la figure 7.18 et (b) \square : déferlement partiel et \circ : déferlement total ; symbole blanc : déferlement glissant (GL) ; symbole gris clair : déferlement plongeant/superficiel (PLS) ; symbole gris foncé : déferlement plongeant/englobant (PLE) et symbole noir : déferlement plongeant/renversant (PLR).

La figure 7.20 montre l'influence de la cambrure au moment du déferlement ϵ_b sur le rapport Di_b/Di_{St} . Ce rapport augmente proportionnellement avec ϵ_b .

On s'intéresse à présent à la paramétrisation de la dissipation engendrée par le déferlement Di_b . Sur la figure 7.21, on représente Di_b normalisée par μc^2 en fonction de la cambrure au déferlement ϵ_b . Di_b est proportionnel à ϵ_b^2 . La figure 7.22 montre alors une loi de croissance de $Di_b/(\mu c^2 \epsilon_b^2)$ comme une loi de puissance du nombre de Reynolds :

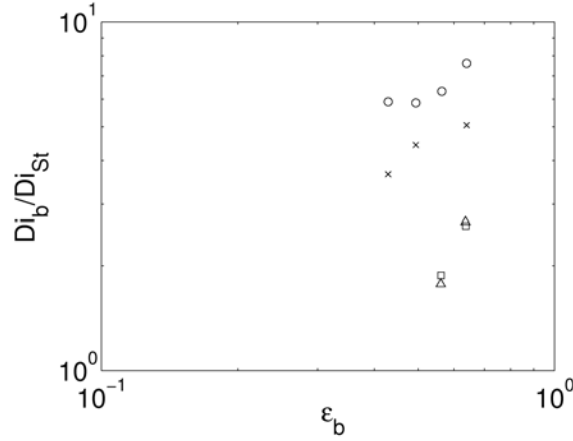


FIG. 7.20 – Dissipation associée au déferlement Di_b normalisée par la dissipation moyenne d'une onde non-déferlante Di_{St} en fonction de la cambrure au moment du déferlement $\epsilon_b = H_b k$. Les symboles représentent des valeurs de $Re(\lambda, c)$ constantes. \circ : $Re(\lambda, c) \sim 4 \cdot 10^3$ ($\epsilon=0,43$; $0,49$; $0,56$; $0,63$); \times : $Re(\lambda, c) \sim 2 \cdot 10^3$ ($\epsilon=0,43$; $0,49$; $0,63$); \square : $Re(\lambda, c) \sim 4,5 \cdot 10^2$ ($\epsilon=0,56$; $0,63$); \triangle : $Re(\lambda, c) \sim 3,6 \cdot 10^2$ ($\epsilon=0,56$; $0,63$).

$Re(\lambda, c)^{0,85}$. L'équation permettant de paramétrer la dissipation par le déferlement dans la gamme des paramètres étudiés est donc :

$$Di_b = \alpha Re(\lambda, c)^{0,85} \mu \frac{c^2 a_b^2}{\lambda^2} \quad (7.23)$$

avec $\alpha = 7,5 \cdot 10^{-3}$.

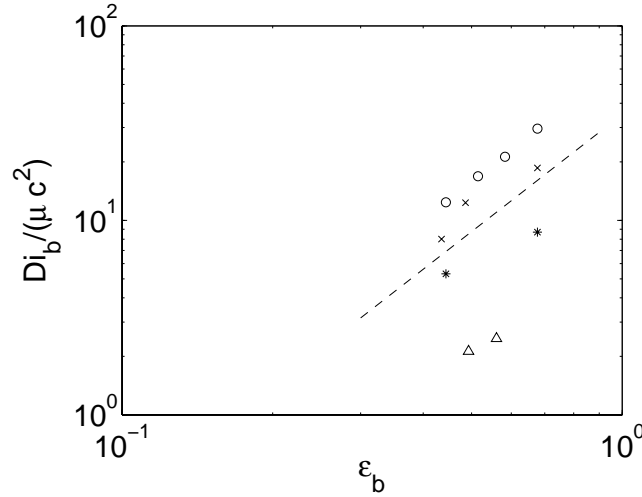


FIG. 7.21 – Dissipation associée déferlement Di_b normalisée μc^2 en fonction de la cambrure au moment du déferlement $\epsilon_b = H_b k$. -- : courbe de pente 1. Les symboles représentent les valeurs obtenues à $Re(\lambda, c)$ fixée : \circ : $Re(\lambda, c) \sim 4 \cdot 10^3$ ($\epsilon=0,43$; $0,49$; $0,56$; $0,63$); \times : $Re(\lambda, c) \sim 2 \cdot 10^3$ ($\epsilon=0,43$; $0,49$; $0,63$); \square : $Re(\lambda, c) \sim 4,5 \cdot 10^2$ ($\epsilon=0,56$; $0,63$); \triangle : $Re(\lambda, c) \sim 3,6 \cdot 10^2$ ($\epsilon=0,56$; $0,63$).

L'échelle de vitesse caractéristique dans cette paramétrisation de la dissipation est la vitesse de phase : $U_d \sim c$. Il apparaît aussi la relation $S_d/\ell_d^2 = Re(\lambda, c)^{0,85} a_b^2/\lambda_b^2$ entre l'échelle caractéristique de longueur des structures dissipatives ℓ_d et l'échelle intégrale S_d .

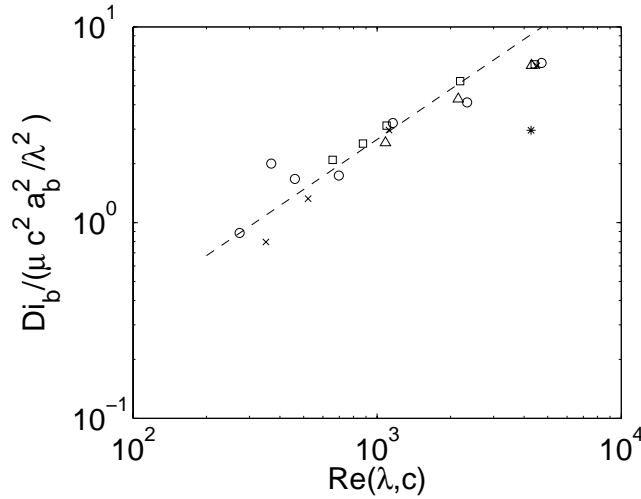


FIG. 7.22 – Dissipation par le déferlement Di_b normalisée $\mu c^2 a_b^2 / \lambda^2$ en fonction du nombre de Reynolds $Re(\lambda, c)$. — : équation 7.23. Les symboles correspondent à des cambrure initiales constantes : \circ : $\epsilon_0 = 0,63$ ($Re(\lambda, c) = 2,7 \cdot 10^2$; $3,7 \cdot 10^2$; $4,6 \cdot 10^2$; $7 \cdot 10^2$; $1,1 \cdot 10^3$; $2,3 \cdot 10^3$; $4,7 \cdot 10^3$); \times : $\epsilon_0 = 0,56$ ($Re(\lambda, c) = 3,5 \cdot 10^2$; $4,5 \cdot 10^2$; $1,1 \cdot 10^3$; $4,5 \cdot 10^3$); \square : $\epsilon_0 = 0,49$ ($Re(\lambda, c) = 6,6 \cdot 10^2$; $8,7 \cdot 10^2$; $1,1 \cdot 10^3$; $2,2 \cdot 10^3$; $4,4 \cdot 10^3$); \triangle : $\epsilon_0 = 0,43$ ($Re(\lambda, c) = 1,1 \cdot 10^3$; $2,1 \cdot 10^3$; $4,3 \cdot 10^3$); $*$: $\epsilon_0 = 0,37$ ($Re(\lambda, c) = 4,3 \cdot 10^3$) (déferlement glissant).

L'augmentation de S_d/ℓ_d^2 dépend du nombre de Reynolds qui en augmentant diminue les effets visqueux et permet le développement de forts gradients de vitesse et donc une dissipation accrue pendant le déferlement. On peut décomposer l'échelle intégrale : $S_d = \ell_v \ell_h$ où ℓ_v représente une échelle verticale représentative de la profondeur de la région de dissipation et ℓ_h une échelle horizontale. ℓ_h peut être approchée par la longueur d'onde : $\ell_h \sim \lambda$ et $\ell_v \sim \ell_d$. A partir de ces hypothèses, on montre que : $\ell_d/\lambda \sim Re(\lambda, c)^{-0,85} a_b^2/\lambda^2$. Avec cette formulation, il apparaît que l'échelle caractéristique de longueur est fonction de la cambrure de l'onde au déferlement ϵ_b et d'une puissance -0,85 de $Re(\lambda, c)$. L'étude des champs spatiaux du taux de dissipation présentés dans la partie suivante du document (Sect. 7.6), vont permettre de faire ressortir ces échelles caractéristiques verticale et horizontale, de compléter cette analyse et de valider les hypothèses faites sur S_d et ℓ_d .

La figure 7.23 montre nos estimations de Di_b (Fig. 7.22) complétées avec les mesures de dissipation obtenues par Melville (1994) et par Duncan (1981) et (1983) dans une gamme de valeurs des nombres de Reynolds plus grande que dans notre étude (Fig. 7.23).

On remarque (Fig. 7.23) que les valeurs de dissipation associée au déferlement Di_b obtenues par Duncan (1981) et Duncan (1983) s'écartent de la tendance proposée dans notre étude (Eq. 7.23), avec des valeurs plus élevées que la tendance proposée dans notre étude. Si on compare nos mesures de Di_b avec celles de Melville (1994) (Fig. 7.23), on remarque un bon accord, même si l'équation 7.23 proposée dans notre étude, semble sous estimer les valeurs obtenues par Melville (1994).

Tout d'abord, Duncan (1981) et (1983) réalisent des expériences de déferlement glissants (GL) qualifiés de *stationnaire* car la zone de mélange reste stationnaire dans le repère en translation avec l'onde. Les mesures de Melville (1994) prennent en compte autant des déferlements glissants (GL) que plongeants (PL) dits *instationnaires* en opposition aux déferlements observés par Duncan (1981) et (1983). La nature *instationnaire* des déferlements obtenus par Melville (1994) est retrouvée dans nos simulations, que se soit pour les déferlements plongeants (PL) ou les déferlements glissants (GL). Cette

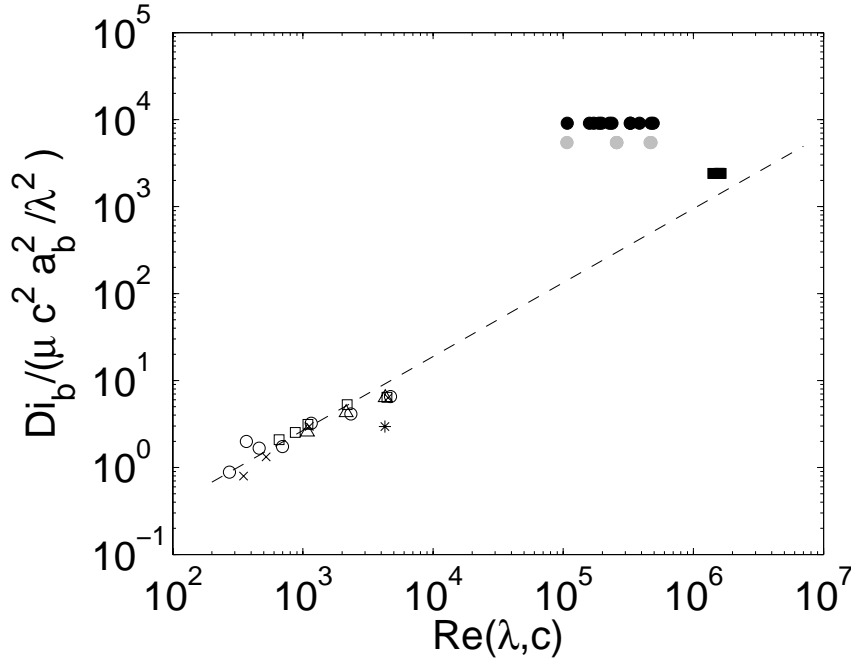


FIG. 7.23 – Dissipation associée au déferlement Di_b normalisée $\mu c^2 a_b^2 / \lambda^2$ en fonction du nombre de Reynolds $Re(\lambda, c)$. — : équation 7.23. ■ : Di_b de Melville (1994) obtenu à partir des mesures de Loewen and Melville (1991a); • : Di_b de Duncan (1981) et • gris : Di_b de Duncan (1983). ○, □, △, × et * : nos mesures dans la légende de la figure 7.22.

observation peut expliquer le meilleur accord trouvé entre nos estimations Di_b et celles de Melville (1994) qu’avec celles de Duncan (1981) et Duncan (1983). Ensuite, l’écart observé entre nos mesures de Di_b et celles de Duncan (1981) et Duncan (1983) peuvent s’expliquer par la méthode d’estimation de Di_b . Duncan (1981) et Duncan (1983) calculent Di_b à partir d’un bilan de quantité de mouvement autour de la région de déferlement, qu’ils associent à une chute de quantité de mouvement dans le sillage turbulent des ondes déferlantes (Ch. 2, Sect. 2.7.2.2). Melville (1994) utilise une approche plus proche de la nôtre, en estimant la perte d’énergie entre deux sections du canal d’expériences, positionnées à des abscisses inférieure et supérieure à celle où a lieu le déferlement.

Duncan (1981), Duncan (1983) et Melville (1994) présentent une paramétrisation de la dissipation sous la forme :

$$Di_b = \alpha \frac{\rho c^5}{g} \quad (7.24)$$

On rappelle que cette loi a été mise en évidence dans les expériences de Duncan (1981) pour des déferlements glissants (GL). Le paramètre α de l’équation (7.24) est fonction de l’angle d’inclinaison du rouleau de déferlement par rapport à l’horizontale (Fig. 2.39). Le coefficient α vaut $\alpha = 44 \cdot 10^{-3} \pm 8 \cdot 10^{-3}$ pour les mesures de Duncan (1981) et $\alpha \in [24 - 29] \cdot 10^{-3}$ dans celles de Duncan (1983).

On reporte sur la figure 7.24 les valeurs de Di_b estimées dans nos simulations en fonction de $\rho c^5 / g$. On constate que Di_b augmente avec $\rho c^5 / g$. La majeure partie de nos estimations de Di_b sont comprises entre les limites inférieure et supérieure d’erreur du modèle de Duncan (1981) et (1983) (Eq. 7.24). On note cependant que pour les plus petites cambrures et les plus petits nombres de Reynolds utilisés dans nos simulations,

ainsi que pour le déferlement glissant (GL), Di_b est inférieure à celle proposée dans le modèle de Duncan (1981) (Eq. 7.24). Il y a certainement un effet du nombre de Reynolds $Re(\lambda, c)$ sur la valeur de Di_b dans nos simulations.

On remarque aussi sur la figure 7.24 que nos mesures de Di_b ne semblent pas suivre la loi linéaire en $\rho c^5/g$ du modèle de Duncan (1981) et ce modèle ne peut s'appliquer aux faibles valeurs du nombre de Reynolds. Ce modèle s'applique aux grandes valeurs du nombre de Reynolds et pourrait s'étendre aux gammes de nombre de Reynolds plus faible par la prise en compte de ce nombre adimensionnel. En effet, dans nos simulations, la dissipation augmente avec $\rho c^5/g$ pour une gamme de nombre de Reynolds $Re(\lambda, c) < 10^4$, alors que dans la gamme de Reynolds des expériences de Duncan (1981) et Duncan (1983) ($Re(\lambda, c) \in [10^5; 6 \cdot 10^5]$), la dépendance avec le nombre de Reynolds semble faible (Fig. 7.23). La paramétrisation de Duncan (1981) (Eq. 7.24), fait intervenir le coefficient α fonction de l'angle d'inclinaison de la crête de l'onde θ et donc fait indirectement intervenir la cambrure de l'onde au déferlement : $\alpha \propto \epsilon_b^{-1}$. Il paraîtrait intéressant de faire ressortir la cambrure du terme $\alpha = \alpha_1/\epsilon$ pour en estimer son impact.

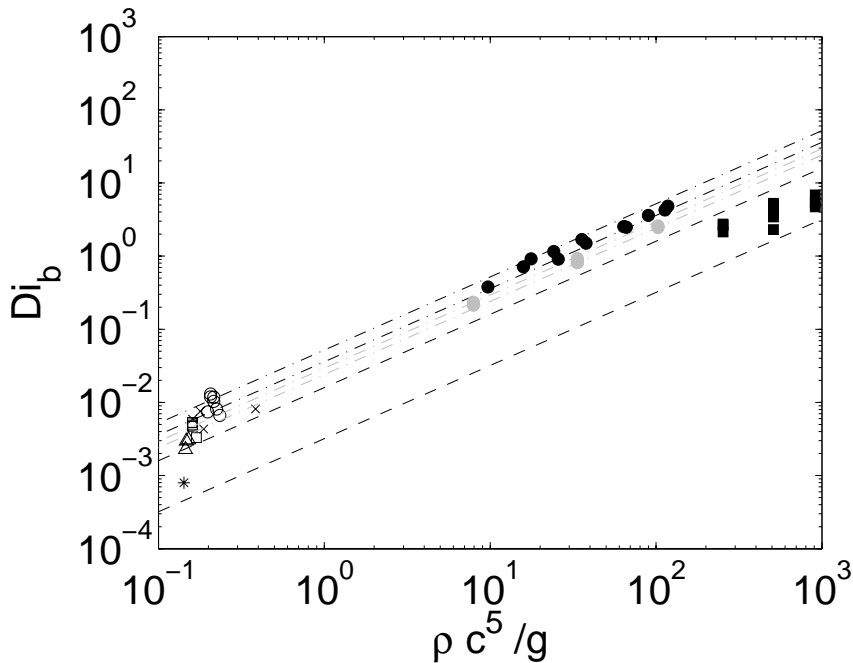


FIG. 7.24 – Dissipation par le déferlement Di_b en fonction de la paramétrisation de Duncan (1981) $\rho c^5/g$ (7.24). — noir : limites pour $\alpha_b = 8 \cdot 10^{-3} \pm 4 \cdot 10^{-3}$ pour des déferlements instationnaires (Melville (1994)); ■ : Di_b de Melville (1994); -.- : limites $\alpha_b = 44 \cdot 10^{-3} \pm 8 \cdot 10^{-3}$ (Duncan (1981)); ● : Di_b de Duncan (1981); -.- gris : limites $\alpha_b = 29 \cdot 10^{-3} \pm 24 \cdot 10^{-3}$ (Duncan (1983)); ● gris : Di_b de Duncan (1983); ○, □, △, × et * (déferlement glissant) : nos mesures dans la légende de la figure 7.22.

7.6 Evolution temporelle et spatiale de la dissipation

Les simulations numériques permettent d'avoir un accès direct au taux de dissipation (Ch. 5) et à une description plus fine de la dissipation pendant le déferlement. Dans cette partie, l'évolution temporelle de la dissipation totale Di et les distributions spatiales du taux de dissipation d à différents instants sont présentés pour des régimes particuliers :

- un déferlement glissant ($Re(\lambda, c) = 4300$ et $\epsilon_0 = 0,37$).
- un déferlement plongeant/superficiel (PLS) ($Re(\lambda, c) = 370$ et $\epsilon_0 = 0,64$)
- un déferlement plongeant/renversant (PLR) ($Re(\lambda, c) = 4300$ et $\epsilon_0 = 0,64$)

Pour ces régimes, les évolutions temporelles de la dissipation totale Di sont commentées et illustrées avec les champs spatiaux du taux de dissipation, par complexité croissante de Di .

7.6.1 Déferlement plongeant/superficiel (PLS)

Le premier type de déferlement dont nous souhaitons commenter l'évolution temporelle de la dissipation totale Di est le déferlement plongeant/superficiel (PLS) (Fig. 7.25). Le cas présenté ($\epsilon = 0,64$ et $Re = 370$) est relativement visqueux et l'onde initiale fortement cambrée. On choisit de représenter la distribution spatiale du taux de dissipation d (Fig. 7.26) aux instants où Di admet des maxima relatifs (Fig. 7.25) afin de mettre en évidence les régions de l'espace où est dissipée l'énergie et les mécanismes dissipatifs.

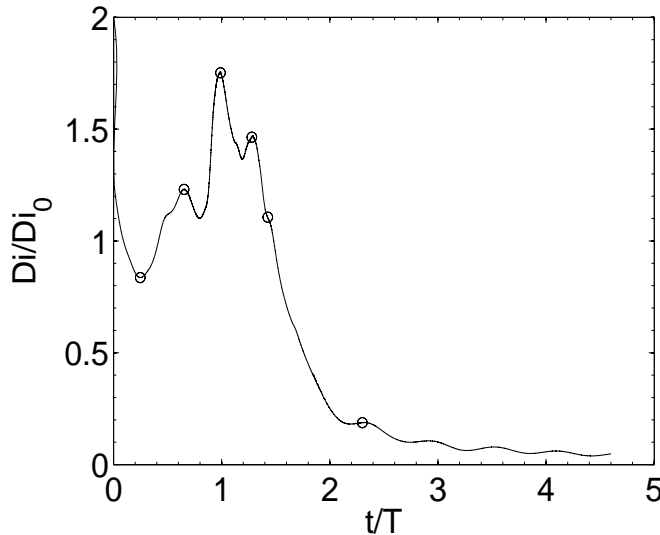


FIG. 7.25 – Evolution temporelle de la dissipation totale Di normalisée par sa valeur à $t = t_0$ pour un déferlement plongeant/superficiel (PLS) ($\epsilon_0 = 0,64$; $Re(\lambda, c) = 370$; $\bar{\mu} = 55$; $\bar{\rho} = 770$). \circ : instant reporté sur la figure 7.26.

On constate une évolution temporelle de Di relativement simple, caractérisée par une augmentation jusqu'à atteindre une valeur maximale à l'impact du jet ($t/T = 1$) puis une décroissance rapide de type exponentielle et enfin après $t/T \sim 2,28$, une seconde décroissance exponentielle avec un taux de décroissance plus faible.

Plus précisément, Di diminue pendant la phase de raidissement de l'onde. Elle devient minimale à $t/T = 0,24$ lorsque l'amplitude de l'onde est maximale. Il s'agit de la signature de l'oscillation mise en évidence dans l'étude de l'évolution de la condition initiale (sect. 6.3). La dissipation croît ensuite pour atteindre un maximum à $t/T = 0,65$, au début de l'éjection du jet (Fig. 7.26(b)). On observe un étirement du profil de vitesse dans la partie supérieure de la crête de l'onde permettant l'éjection du jet. Le fluide dans l'onde remontant vers la crête, subit un cisaillement avec l'écoulement dans le sommet la crête ayant une forte composante horizontale. On observe localement une déformation du

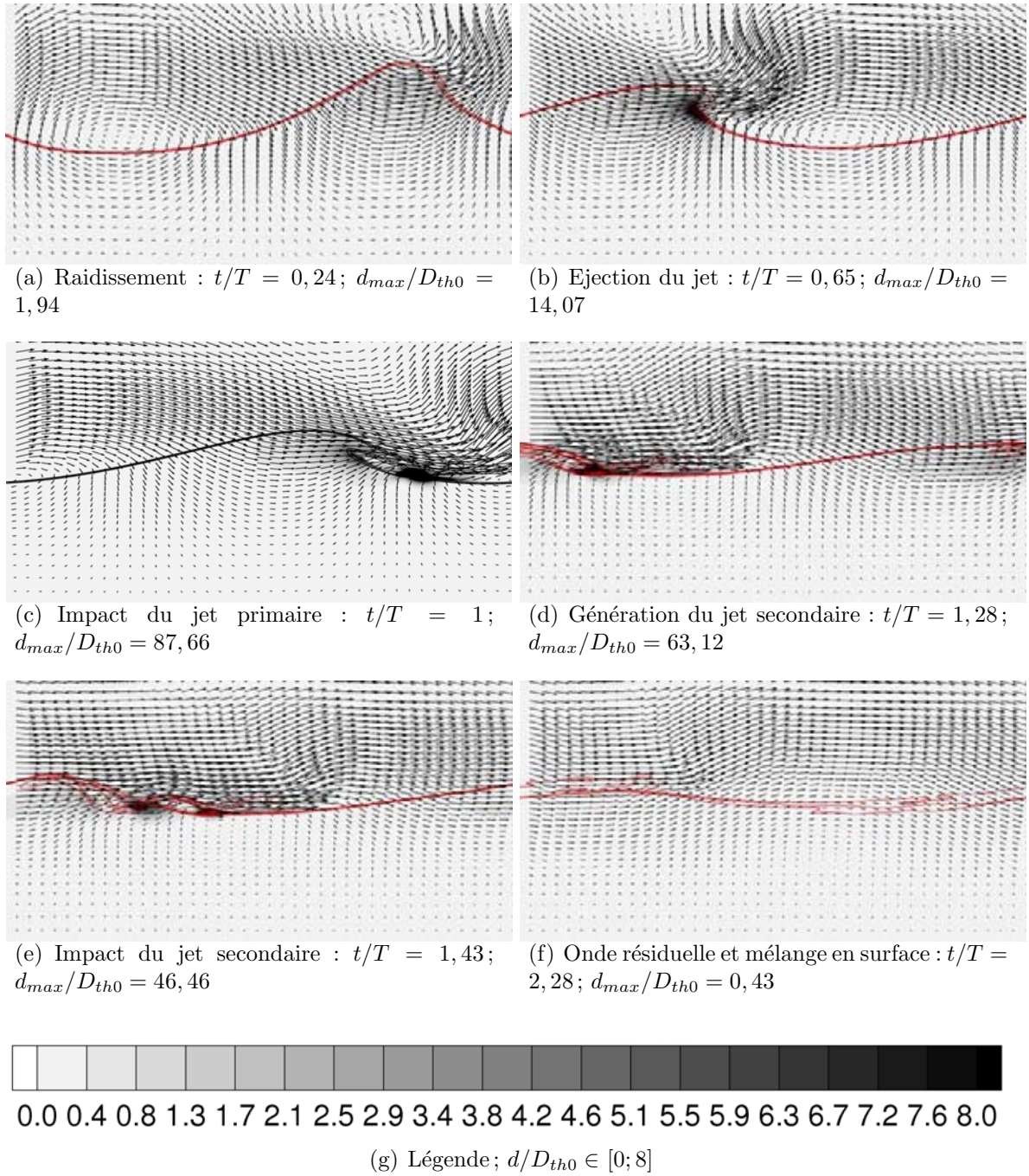


FIG. 7.26 – Distribution spatiale du taux de dissipation $d(\underline{x}, t)$ normalisé par $D_{th0} = 4\mu k^4 c^2 (H_0/2)^2$, pour un déferlement plongeant/superficiel (PLS) ($\epsilon_0 = 0,64$; $Re(\lambda, c) = 370$; $\bar{\mu} = 55$; $\bar{\rho} = 770$). $0 < x/\lambda < 1$ et $0,33 < z/\lambda < 0,67$. – rouge : iso-contours $C = 0,1$ $0,5$ et $0,9$; \rightarrow : vecteur vitesse.

champ de vitesse dans la partie avant de la crête à proximité de la surface libre sous le jet et donc un fort taux de dissipation dont le maximum vaut $14,07 D_{th0}$ ($t/T = 0,65$). Comme on a pu le voir sur les champs de vorticité (Sect. 6.4.4.1) pour ce déferlement plongeant/superficiel (PLS), la région concernée par une forte dissipation correspond à la région de forte vorticité générée par la déformation locale de la surface libre (Fig. 6.21).

Le maximum de la dissipation totale Di (Fig. 7.25) se produit à l'impact du jet à

l'avant de l'onde à $t/T = 1$. La figure 7.26(c) montre qu'une région de dissipation intense est présente à au point d'impact du jet, avec une valeur maximale du taux de dissipation atteignant $88 D_{th0}$. La dissipation décroît ensuite malgré l'apparition d'un maximum relatif associé à l'impact du jet secondaire ($t = 1,28T$). Pendant la génération du jet secondaire ($t/T = 1,28$) et à l'impact du jet secondaire ($t/T = 1,43$), les maxima du taux de dissipation (Figs. 7.26(d) et 7.26(e)) restent localisés aux positions d'impact des jets primaire et secondaire. Après $t = 2,3T$ (Fig. 7.26(f)), la dissipation induite par le déferlement a disparue et comme on a pu le remarquer dans l'étude des champs de vorticité (Fig. 6.21), l'onde a retrouvé une évolution quasi-irrotationnelle.

Ainsi pour un déferlement plongeant/superficiel (PLS), les mécanismes dissipatifs principaux correspondent aux impact de jet. On peut ainsi envisager que la vitesse caractéristique pour le calcul de la dissipation totale au cours du déferlement, soit la vitesse d'impact du jet primaire ($\sim 20\%$ de la célérité de l'onde c) et que la longueur caractéristique soit celle de la région concernée par l'impact, c'est-à-dire imposée par la largeur du jet et sa profondeur de pénétration aussi de l'ordre de grandeur de la largeur du jet ($0,05\lambda$). Dans cette situation, l'effet de l'impact du jet primaire sur la dissipation totale reste modéré (maximum inférieur à 2 fois $Di(t_0)$), malgré des pics locaux dans la distribution spatiale du taux de dissipation nettement supérieurs. Les niveaux de dissipation significatifs restent concentrés autour des poches d'air entraînées. Leur largeur semble être une échelle caractéristique d'intégration horizontale.

7.6.2 Déferlement glissant (GL)

Nous considérons maintenant un écoulement de type glissant (GL) pour $\epsilon_0 = 0,37$ et $Re(\lambda, c) = 4300$. L'évolution temporelle de la dissipation totale Di est tracée sur la figure 7.27. La figure 7.28 montre la distribution spatiale du taux de dissipation $d(\underline{x}, t)$ normalisé par $D_{th0} = 4\mu k^4 c^2 (H_0/2)^2$ aux instants signalés sur la figure 7.27 et correspondant aux maxima relatifs de Di .

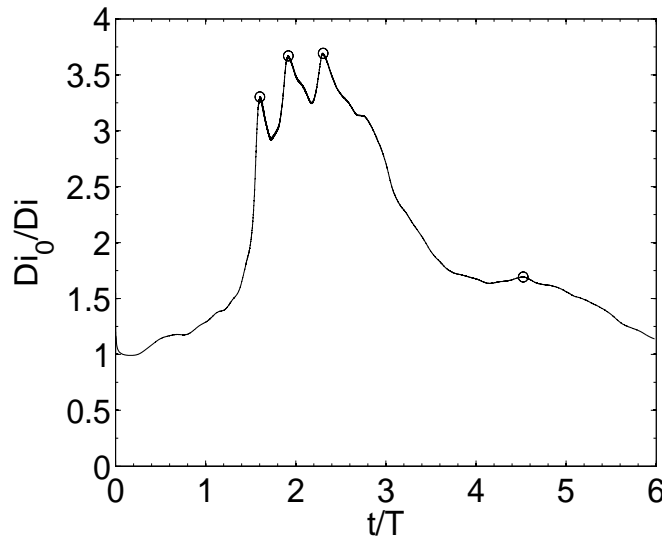


FIG. 7.27 – Evolution temporelle de la dissipation totale Di normalisée par sa valeur à $t = t_0$ pour un déferlement glissant (GL) ($\epsilon_0 = 0,37$; $Re(\lambda, c) = 4300$; $\bar{\mu} = 55$; $\bar{\rho} = 770$). \circ : instant reporté sur la figure 7.28.

On constate que l'évolution temporelle de Di (Fig. 7.27) est sensiblement différente de celle présentée précédemment. D'une façon générale, la dissipation augmente tout d'abord jusqu'à $t = 1,65T$ puis reste pendant environ $1,5T$ à un niveau sensiblement constant de l'ordre de 3,5 fois la dissipation initiale. On note trois maxima : dans la phase initiale du glissement de la zone de mélange à $t/T = 1,65$ et à deux instants au cours de l'extension de la région de mélange sur la surface libre 1,98 et 2,39. La dissipation totale décroît ensuite dans le temps ($t/T > 1,65$) pendant la disparition progressive de la région de mélange. Après $6T$, l'onde a retrouvé une forme ondulatoire (Fig. 6.15) mais un niveau de dissipation totale du même ordre de grandeur que la dissipation initiale persiste alors qu'une onde de Stokes de même caractéristique initiale et n'ayant pas déferlé présenterait un niveau de dissipation plus faible.

De manière plus précise, la figure 7.28 montre qu'à partir de $t = 1,65T$ (premier pic de Di (Fig. 7.27)) le plateau de dissipation totale Di correspond à la phase de propagation de la région de mélange et son extension jusqu'au creux de l'onde. Le taux de dissipation possède de fortes valeurs dans la région de mélange, avec un maximum de l'ordre de $200D_{th0}$. En effet, le champ de vitesse indique que le glissement de la zone de mélange sur la surface de l'onde génère de forts cisaillements responsables de cette zone de forte dissipation (Fig. 7.28(a)). Dans la suite du déferlement à $t/T = 1,98$ et $t/T = 2,39$ (Figs. 7.28(b) et 7.28(c)), la distribution du taux de dissipation dans l'eau évolue peu, son intensité diminue dans l'ensemble de l'écoulement avec des niveaux toujours élevés dans la région de mélange eau/air avec un niveau maximum moyen de $91 D_{th0}$ sur environ une période.

Après $4,68T$ (Fig. 7.28(d)), le taux de dissipation est devenu faible dans l'onde. On note cependant, la présence d'une zone au-dessus de la surface libre où le taux de dissipation est plus élevé que dans l'eau. Une recirculation de faible épaisseur débutant au sommet de l'onde et s'étendant au creux est observable. Le taux de dissipation maximal y est de 22% supérieur à celui trouvé dans l'eau. Cette dissipation n'est pas physique et est associée à la difficulté du modèle numérique utilisé pour séparer les deux phases en situation de mélange sous-résolu. En effet, la condition de non-glissement imposée entre les deux phases, ne permet plus la remontée du gaz entraîné, qui est uniquement transporté avec le champ de vitesse. Cela explique le niveau élevé trouvé sur l'évolution temporelle de la dissipation totale à $t/T = 4,68$ qui est donc causé par la contribution importante de l'air.

On constate que pour le déferlement glissant (GL), la vitesse caractéristique des phénomènes dissipatifs est celle de progression du mélange glissant sur la face avant de l'onde ($\sim 22\%c$) et que l'échelle caractéristique des déformations du champ de vitesse correspond à l'épaisseur de cette zone ($\sim 0,02\lambda$). La zone concernée par la dissipation est alors toute la surface avant de l'onde $\lambda/2$ sur une épaisseur correspondant à l'épaisseur de la zone de mélange.

A noter que malgré la quantité de mouvement communiquée à l'air initialement qui génère dès le début du glissement, un tourbillon possédant de fortes vitesses (de l'ordre $1,7c$) et de forts gradients (cf. Fig. 7.28(a)), le taux de dissipation induit dans l'air reste faible (maximum de l'ordre de $5D_{th}$) comparé aux pics observés dans l'eau, compte tenu de la faible viscosité de l'air. Cependant, ce mouvement et ces valeurs du taux de dissipation persistent (encore observé après $6T$).

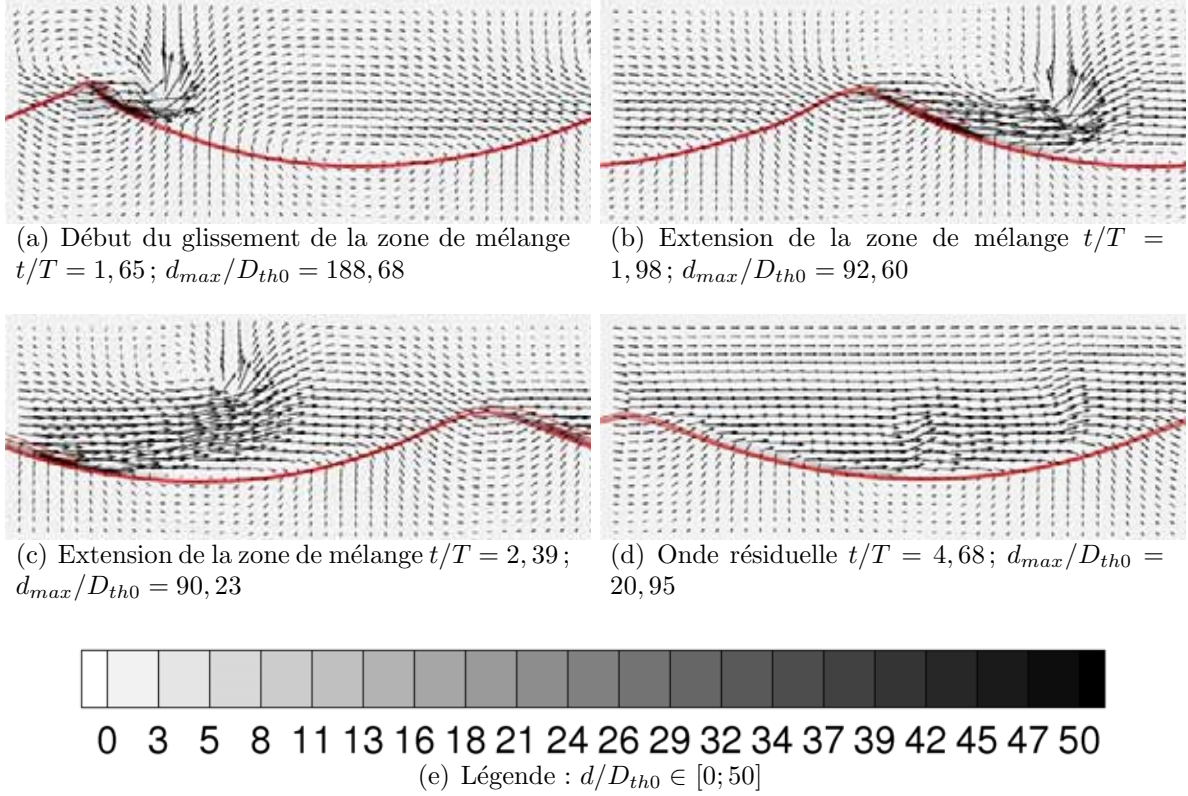


FIG. 7.28 – Distribution spatiale du taux de dissipation $d(\underline{x}, t)$ normalisé par $D_{th0} = 4\mu k^4 c^2 (H_0/2)^2$, pour un déferlement glissant (GL) ($\epsilon_0 = 0,37$; $Re(\lambda, c) = 4300$; $\bar{\mu} = 55$; $\bar{\rho} = 770$). $0 < x/\lambda < 1$ et $0,33 < z/\lambda < 0,67$. – rouge : iso-contours $C = 0,1$ $0,5$ et $0,9$; \rightarrow : vecteur vitesse.

7.6.3 Déferlement plongeant/renversant (PLR)

La figure 7.29 montre l'évolution temporelle de la dissipation totale dans le cas de type plongeant/renversant (PLR) pour ($\epsilon_0 = 0,64$; $Re(\lambda, c) = 4700$). La figure 7.30 montre la distribution spatiale du taux de dissipation correspondant aux différents instants indiqués sur la figure 7.29. Tout d'abord la dissipation totale augmente jusqu'à atteindre un niveau moyen à $t/T = 0,77$ correspondant à l'instant proche de l'impact du jet secondaire, la dissipation totale y est plus élevée que pour le déferlement glissant (GL) présenté précédemment. Ce niveau de dissipation totale vaut 7 fois la dissipation initiale et est entretenu sur environ $1,5T$. La dissipation totale décroît ensuite en restant à un niveau supérieur à celui de la dissipation totale initiale sous l'effet de l'agitation du mélange généré lors du déferlement. On constate que le plateau de dissipation totale est très bruité comparativement aux cas précédents, laissant supposer une dynamique à petite échelle.

De façon plus précise, différents maxima apparaissent et correspondent à des événements dissipatifs particuliers. Ils ne seront pas tous décrits à cause de la nature très bruitée de la courbe de dissipation totale (Fig. 7.29), nous nous contenterons de caractériser les événements majeurs.

Le premier maxima de dissipation apparaît à l'instant d'impact du jet primaire à la surface libre. A cet instant ($t/T = 0,47$) (Fig. 7.30(a)), une zone de fort taux de dissipation apparaît dans la région d'impact du jet primaire et son intensité maximale élevée vaut $4,53 \cdot 10^3 D_{i_{th0}}$. On observe aussi un taux de dissipation élevé autour de la poche d'air entraînée.

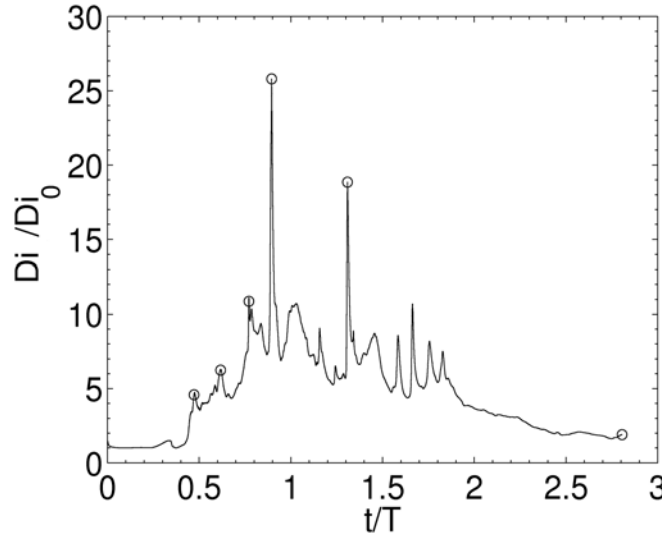


FIG. 7.29 – Evolution temporelle de la dissipation totale Di normalisée par sa valeur à $t = t_0$ pour un déferlement plongeant/renversant (PLR) ($\epsilon_0 = 0,64$; $Re(\lambda, c) = 4700$; $\bar{\mu} = 55$; $\bar{p} = 770$). \circ : instant reporté sur la figure 7.30.

Cette distribution rappelle celle observée dans le cas du déferlement plongeant/superficiel (PLS) avec cependant des intensités du taux de dissipation de deux ordres supérieurs.

Pendant la phase de génération du jet secondaire ($t/T = 0,62$ à $0,77$) (Figs. 7.30(b) et 7.30(c)), la région de dissipation se développe autour de la position d'impact. La pénétration du jet primaire sous la surface libre induit un fort cisaillement avec l'écoulement sous la position d'impact. Même si les maxima du taux de dissipation sont observés deux fois moins intenses qu'à l'impact du jet primaire, le développement de la région spatiale dissipative se traduit par une augmentation de la dissipation totale (Fig. 7.29) et des maxima au début de la pénétration du jet ($t/T = 0,62$) et à l'impact du jet secondaire ($t/T = 0,77$).

A l'impact du jet secondaire sur le jet tertiaire ($t/T = 0,89$), le maximum de dissipation totale (Fig. 7.29) est observé et correspond aussi au niveau maximal du taux de dissipation (Fig. 7.30(d)) qui est de plus de 4 fois supérieur au maximum observé à l'impact du jet primaire (Fig. 7.30(a)). Dans la suite de l'évolution ($t/T = 1,3$) (Fig. 7.30(e)), la dissipation s'organise dans les régions d'impact et autour des poches d'air entraînées. Cette organisation est liée à la Distribution de la vorticité présentée dans le chapitre précédent (Sect. 6.4.4.3) qui est source de gradients et donc de dissipation. Après $2,8T$, la figure 7.30(f) montre une distribution du taux de dissipation qui s'est uniformisée, elle reste principalement présente dans la région de mélange de surface.

La vitesse à la position d'impact du jet ($t/T = 0,47$) est de 6% supérieure à la célérité de l'onde c . On note que cette vitesse est deux fois inférieure à celle observée par Abadie *et al.* (1998) dans le cas d'un déferlement sur fond plat, dans une gamme de paramètres comparables. Cela peut s'expliquer par le fait que dans ce déferlement plongeant/renversant (PLR), l'impact du jet primaire a lieu à une altitude plus haute que dans la simulation de Abadie *et al.* (1998), le jet n'ayant pas accéléré autant que si l'impact avait eu lieu une ordonnée plus faible.

La vitesse verticale d'impact très élevée, conditionne la dynamique du déferlement. En

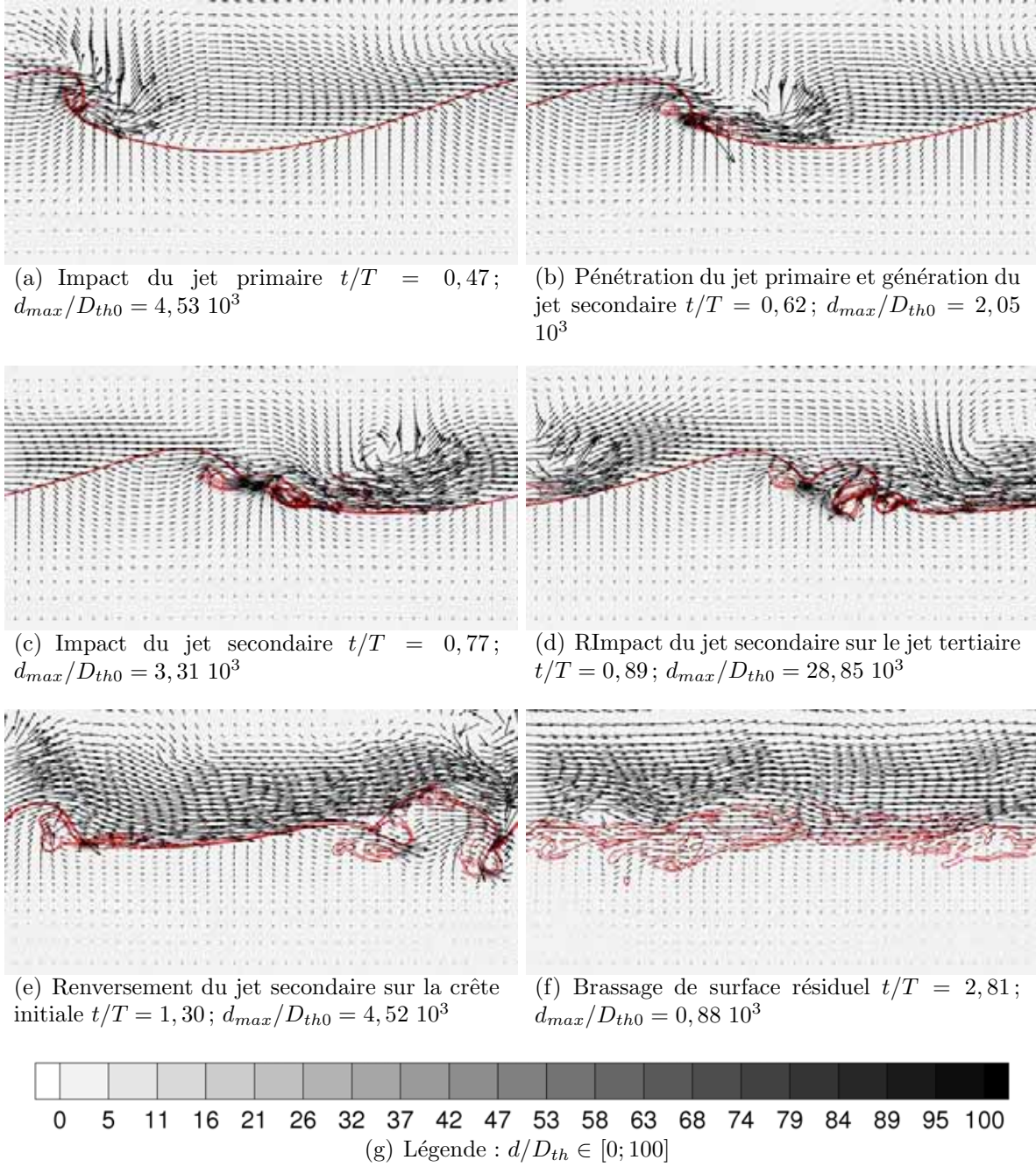


FIG. 7.30 – Distribution spatiale du taux de dissipation $d(\underline{x}, t)$ normalisé par $D_{th0} = 4\mu k^4 c^2 (H_0/2)^2$, pour un déferlement plongeant/renversant (PLR) ($\epsilon_0 = 0,64$; $Re(\lambda, c) = 4700$; $\bar{\mu} = 55$; $\bar{p} = 770$). $0 < x/\lambda < 1$ et $0,2 < z/\lambda < 0,8$. – rouge : iso-contours $C = 0,1 \ 0,5$ et $0,9$; \rightarrow : vecteur vitesse.

effet, par son inertie le jet pénètre à une profondeur non-négligeable ($\sim 0,1\lambda$) et génère l'intense cisaillement responsable du développement du jet secondaire. Le maximum de vitesse verticale dans la région d'impact du jet secondaire vaut 60% de c . Pendant la phase de croissance du jet secondaire, l'échelle verticale caractéristique de pénétration du jet primaire reste représentative de la profondeur sur laquelle les gradients de vitesse sont modifiés.

Lorsque le jet secondaire englobe le jet tertiaire ($t/T = 0,89$), des mécanismes supplé-

mentaires apparaissent, associés à l'impact du jet secondaire sur le jet tertiaire. La région concernée par un taux de dissipation élevé correspondant à la région de déformation des gradients et s'étendant sur une profondeur de l'ordre de $0,2\lambda$, doublé par rapport à la phase de génération des jets. Cette échelle de longueur est du même ordre de grandeur que celle de la masse formée par le jet secondaire et le jet tertiaire. On remarque donc que les échelles caractéristiques de la dissipation changent et il devient plus difficile de les identifier car l'écoulement devient très complexe.

7.6.4 Synthèse

On a donc mis en évidence que l'intensité de la dissipation totale dépendait du type de déferlement, elle est ainsi fonction du nombre de Reynolds $Re(\lambda, c)$ et de la cambrure initiale de l'onde ϵ_0 . L'évolution temporelle de la dissipation semble sensible aux valeurs du nombre de Reynolds. La fréquence d'apparition des maxima de dissipation totale apparaît plus rapide pour les grandes valeurs du nombre de Reynolds, tandis que des évolutions plus simples sont observées pour les valeurs de Reynolds plus modérées. Chaque pic de dissipation peut être mis en lien avec un événement physique dissipatif.

Des échelles caractéristiques ressortent de l'étude des champs spatiaux temporels de la dissipation. Dans le cas du déferlement glissant (GL), le mécanisme dissipatif principal correspond au fort cisaillement dans la zone de mélange. L'échelle de vitesse caractéristique de la dissipation U_d pourrait être la vitesse de glissement de la zone de mélange $(0,22c)$. L'échelle de longueur caractéristique de modification des gradients de vitesse ℓ_d est l'épaisseur de la région de mélange. Pour la mesure de l'échelle d'intégration $S_d = l_v \ell_h$, l'échelle de longueur verticale ℓ_v la plus appropriée est l'épaisseur de la zone de mélange $(0,02\lambda)$ et l'échelle horizontale ℓ_h sa longueur $(\sim 0,5\lambda)$.

Pour le déferlement plongeant/superficiel (PLS), le mécanisme principal de dissipation est la pénétration du jet qui est faible et le cisaillement induit. L'échelle de vitesse U_d qui semble appropriée est la vitesse d'impact du jet $(0,2c)$. L'échelle caractéristique de modification des gradients ℓ_d est la profondeur de pénétration du jet, reliée à la largeur du jet primaire à son impact $(0,05\lambda)$. Pour la mesure de l'échelle intégrale S_d , l'échelle longueur ℓ_h semble proche la largeur de la poche d'air entraînée $(0,15\lambda)$ et l'échelle de largeur appropriée pourrait être la profondeur de pénétration du jet $(0,05\lambda)$.

Enfin, dans le cas plus complexe du déferlement plongeant/renversant (PLR), il est plus difficile de définir des échelles caractéristiques car elles varient pendant le processus. Pendant la phase de génération des jets secondaires, les mécanismes dissipatifs sont identiques à ceux du déferlement plongeant/superficiel (PLS) avec $U_d \sim 1,06c$, $\ell_d = \ell_v \sim 0,1\lambda$ et $\ell_h \sim 0,5\lambda$. A partir de l'englobement du jet tertiaire, les différents englobements et renversements des structures générées induisent des mécanismes dissipatifs supplémentaires et plus complexes. Les échelles caractéristiques sont modifiées et correspondent approximativement à la taille de structures générées : $\ell_d = \ell_v \sim 0,2\lambda$ et $\ell_h \sim 0,5\lambda$.

7.7 Evolution temporelle de l'amplitude de l'onde

Pour caractériser l'énergie dissipée pendant le déferlement, nous souhaitons déterminer la dissipation totale à partir de celle d'une onde de Stokes non-déferlante qui aurait la même amplitude que celle d'une l'onde déferlante. Pour cela, il est nécessaire d'estimer l'amplitude totale $H(t)$ des ondes déferlantes au cours du temps. On définit l'amplitude

de l'onde $H(t) = 2a(t)$, comme l'écart entre le minimum et maximum de la position de la surface libre $\eta(x)$. Les figures 7.32, 7.31 et 7.33 montrent l'évolution de l'amplitude $H(t)$ mesurée pour :

- le déferlement glissant (GL) ($Re(\lambda, c) = 4300$ et $\epsilon_0 = 0,37$).
- le déferlement plongeant/superficiel (PLS) ($Re(\lambda, c) = 370$ et $\epsilon_0 = 0,64$).
- le déferlement plongeant/renversant (PLR) ($Re(\lambda, c) = 4300$ et $\epsilon_0 = 0,64$).

Pour le déferlement plongeant/superficiel (PLS) et le déferlement glissant (GL) (Figs. 7.32, 7.31), la décroissance temporelle de l'amplitude $H(t)$ au cours du déferlement est correctement mesurée. Cependant, dans le cas du déferlement plongeant/renversant (PLR), on constate une augmentation de $H(t)$ entre $t \sim T$ et $3T$. Dans le cas du déferlement plongeant/renversant (PLR), l'amplitude du jet secondaire dépasse celle de la crête initiale à $t/T = 1,07$ (Sect. 6.4.4.3, Fig. 6.29). Dans cette situation, l'estimation de $H(t)$ n'est plus représentative de l'amplitude de l'onde initiale mais de celle du jet secondaire (Fig. 7.33). Pour palier à ce problème, il est nécessaire d'interpoler la courbe $H(t)$. Cette interpolation est réalisée sur toutes des mesures de l'amplitude totale afin d'utiliser une procédure identique pour l'ensemble des déferlements.

Nous souhaitons modéliser l'évolution de l'amplitude durant la phase de déferlement à l'aide d'une loi temporelle faisant intervenir un temps caractéristique τ'_b de décroissance de l'amplitude pendant le déferlement. En constatant qu'à partir de l'instant de déferlement (Figs. 7.32, 7.31 et 7.33), l'amplitude des ondes suit une décroissance brutale, on construit τ'_b comme étant le temps séparant l'instant de début et de fin de la phase déferlante, ce dernier étant estimé à partir des courbes d'énergies totales (Sect. 7.4). τ'_b est différent du temps τ_b mis en évidence précédemment car l'instant de début de la phase déferlante estimé sur les courbes d'énergies varie entre l'instant de déferlement et l'instant d'impact du jet, selon le cas de déferlement considéré (Sect. 7.4).

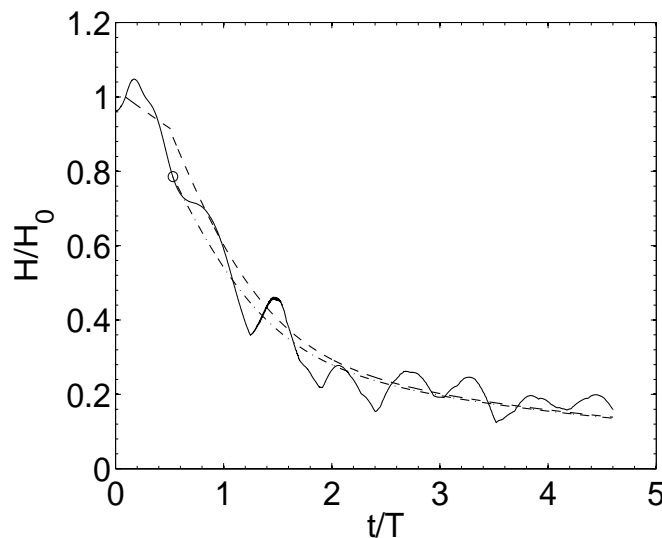


FIG. 7.31 — Evolution temporelle de l'amplitude totale $H(t)$ d'une onde déferlante de type plongeant/superficiel (PLS) ($\epsilon_0 = 0,64$; $Re(\lambda, c) = 370$; $\bar{\mu} = 55$; $\bar{\rho} = 770$). — : H/H_0 ; --- : relation (7.25); — · — : relation (7.26); o : instant de déferlement.

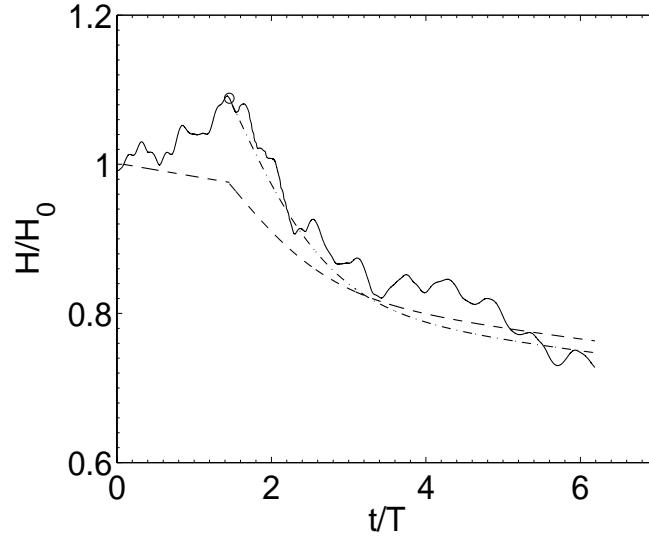


FIG. 7.32 – Evolution temporelle de l'amplitude totale $H(t)$ d'une onde déferlante de type glissant (GL) ($\epsilon_0 = 0,37$; $Re(\lambda, c) = 4300$; $\bar{\mu} = 55$; $\bar{\rho} = 770$). — : H/H_0 ; -- : relation (7.25); -.- : relation (7.26); o : instant de déferlement.

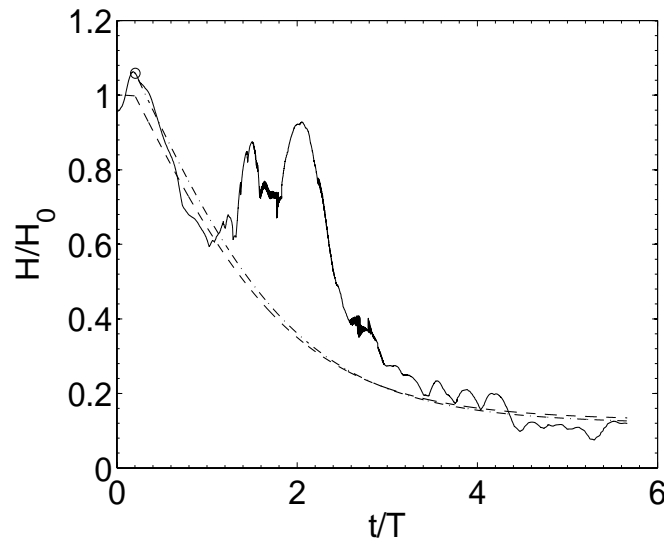


FIG. 7.33 – Evolution temporelle de l'amplitude totale $H(t)$ d'une onde déferlante de type plongeant/renversant (PLR) ($\epsilon_0 = 0,64$; $Re(\lambda, c) = 4700$; $\bar{\mu} = 55$; $\bar{\rho} = 770$). — : H/H_0 ; -- : relation (7.25); -.- : relation (7.26); o : instant de déferlement.

L'idée initiale suivie est d'interpoler l'intégralité de l'évolution temporelle de l'amplitude : avant, pendant et après le déferlement. On choisit de caractériser l'amplitude de l'onde avant le déclenchement du déferlement par la loi de décroissance exponentielle obtenue analytiquement pour une onde non-déferlante :

$$H(t) = H_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau_d}\right)$$

avec le temps caractéristique de dissipation visqueuse $\tau_d = 1/2\nu k^2$. Au début du déferlement, on observe une chute de l'amplitude (Figs. 7.32, 7.31 et 7.33). Nous avons tout d'abord essayé une décroissance de la forme $\exp(-t/\tau'_d)$ mais une loi en tangente hyperbolique nous est apparue plus appropriée pour reproduire la chute d'amplitude liée au déferlement obtenue dans nos simulations numériques. Le modèle mis en place suit une loi temporelle de la forme :

$$H(t) = H_0 \exp\left(-\frac{t-t_0}{\tau_d}\right) \left[1 - \alpha_b \tanh\left(\frac{t-t_b}{\tau'_b}\right)\right] \quad (7.25)$$

où t_b est l'instant de déferlement (la surface libre devient multivaluée) et α_b est un coefficient adimensionnel à déterminer en fonction des paramètres du problème. Cette interpolation de l'amplitude (Eq. 7.25) est tracée sur les figures 7.32, 7.31 et 7.33. On remarque que ce modèle est bien approprié pour interpoler la décroissance temporelle de l'amplitude dans le cas du déferlement plongeant/superficiel (PLS) (Fig. 7.32) et plongeant/renversant (PLR) (Fig. 7.33). Cependant, dans le cas du déferlement glissant (GL) (Fig. 7.31), l'amplitude croît initialement à cause de fort effets non-linéaires (Ch. 6, Sect. 6.3), qui ne sont pas pris en compte dans notre modèle et la courbe interpole nettement moins bien la décroissance de l'amplitude pendant le déferlement.

Ces éléments nous conduisent au choix d'interpoler l'amplitude d'une façon identique mais à partir de l'instant de déferlement, telle que :

$$H(t) = H_b \exp\left(-\frac{t-t_0}{\tau_d}\right) \left[1 - \alpha_b \tanh\left(\frac{t-t_b}{\tau'_b}\right)\right] \quad (7.26)$$

On rappelle que le coefficient α_b est un paramètre variable de l'équation, il permet d'optimiser l'interpolation de l'amplitude de l'onde déferlante. Finalement, cette interpolation dans les trois cas de déferlement présentés (ainsi que dans l'ensemble des simulations) permet d'approcher de façon satisfaisante la décroissance temporelle de l'amplitude de l'onde (Figs. 7.32, 7.31 et 7.33).

Le temps τ'_b nous donne une seconde estimation d'un temps caractéristique lié au temps de déferlement. Les valeurs de τ'_b sont comparées aux valeurs du temps caractéristique de déferlement τ_b déduites de l'évolution temporelle de l'énergie mécanique totale (Sect. 7.4) sur la figure 7.34. Cette figure montre que les deux temps sont directement liés par la relation :

$$\tau'_b = \frac{6}{5}\tau_b \quad (7.27)$$

La figure 7.35 reporte les valeurs du coefficient α_b en fonction de τ_b normalisé par la période de l'onde $T = \lambda/c$. On remarque que α_b varie simplement avec τ_b/T . La représentation log/log permet de montrer que α_b peut être représenté par :

$$\alpha_b = 2\frac{\tau_b}{T} \quad (7.28)$$

Finalement, nous venons de montrer que les paramètres α_b et τ'_b d'interpolation de la décroissance de l'amplitude de l'onde $H(t)$ pendant le déferlement, sont directement liées au temps caractéristique τ_b de déferlement mis en évidence précisément. Ainsi l'évolution de l'amplitude de l'onde peut être décrite, durant le déferlement par :

$$H(t) = H_b \exp\left(-\frac{t-t_0}{\tau_d}\right) \left[1 - 2\frac{\tau_b}{T} \tanh\left(\frac{5}{6} \frac{t-t_b}{\tau_b}\right)\right] \quad (7.29)$$

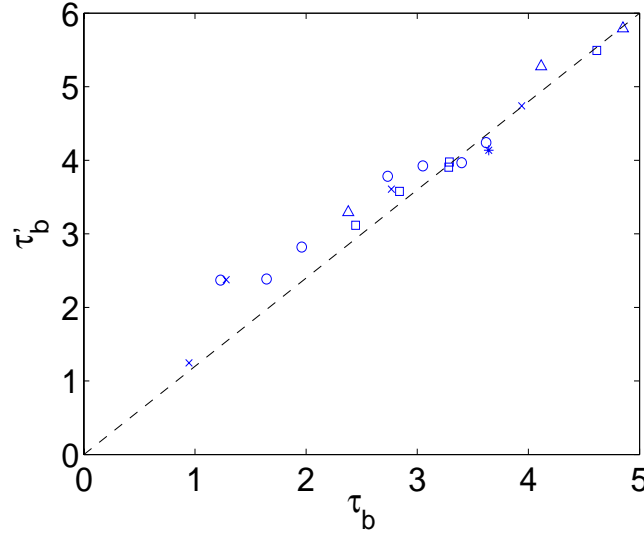


FIG. 7.34 – Comparaison entre le temps τ'_b de décroissance de l'amplitude des ondes de Stokes déferlantes et le temps τ_b de déferlement. — : équation 7.27. Les symboles correspondent à des cambrures initiales constantes : \circ : $\epsilon_0 = 0,63$ ($Re(\lambda, c) = 3,7 \cdot 10^2$; $4,6 \cdot 10^2$; $7 \cdot 10^2$; $1,1 \cdot 10^3$; $2,3 \cdot 10^3$; $4,7 \cdot 10^3$); \times : $\epsilon_0 = 0,56$ ($Re(\lambda, c) = 3,5 \cdot 10^2$; $4,5 \cdot 10^2$; $1,1 \cdot 10^3$; $4,5 \cdot 10^3$); \square : $\epsilon_0 = 0,49$ ($Re(\lambda, c) = 6,6 \cdot 10^2$; $8,7 \cdot 10^2$; $1,1 \cdot 10^3$; $2,2 \cdot 10^3$; $4,4 \cdot 10^3$); \triangle : $\epsilon_0 = 0,43$ ($Re(\lambda, c) = 1,1 \cdot 10^3$; $2,1 \cdot 10^3$; $4,3 \cdot 10^3$); $*$: $\epsilon_0 = 0,37$ ($Re(\lambda, c) = 4,3 \cdot 10^3$).

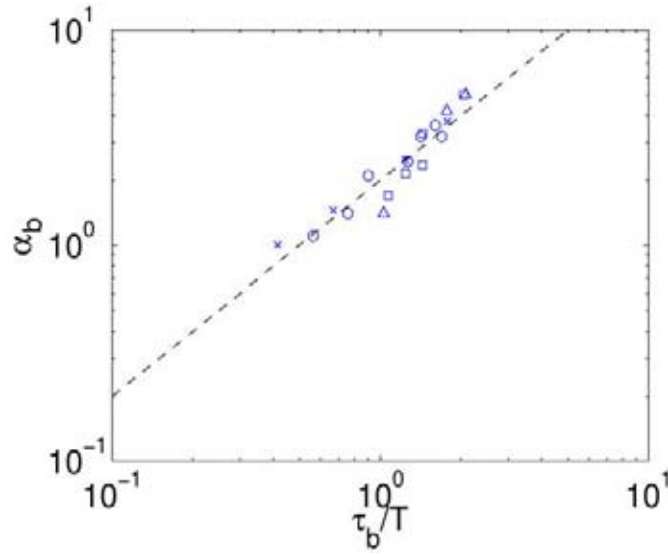


FIG. 7.35 – Evolution du coefficient α_b en fonction du temps τ_b de déferlement normalisé par la période $T = \lambda/c$. — : relation 7.28. Les symboles correspondent à des cambrures initiales constantes : \circ : $\epsilon_0 = 0,63$ ($Re(\lambda, c) = 3,7 \cdot 10^2$; $4,6 \cdot 10^2$; $7 \cdot 10^2$; $1,1 \cdot 10^3$; $2,3 \cdot 10^3$; $4,7 \cdot 10^3$); \times : $\epsilon_0 = 0,56$ ($Re(\lambda, c) = 3,5 \cdot 10^2$; $4,5 \cdot 10^2$; $1,1 \cdot 10^3$; $4,5 \cdot 10^3$); \square : $\epsilon_0 = 0,49$ ($Re(\lambda, c) = 6,6 \cdot 10^2$; $8,7 \cdot 10^2$; $1,1 \cdot 10^3$; $2,2 \cdot 10^3$; $4,4 \cdot 10^3$); \triangle : $\epsilon_0 = 0,43$ ($Re(\lambda, c) = 1,1 \cdot 10^3$; $2,1 \cdot 10^3$; $4,3 \cdot 10^3$); $*$: $\epsilon_0 = 0,37$ ($Re(\lambda, c) = 4,3 \cdot 10^3$).

L'intérêt de cette relation est de ne faire intervenir que deux paramètres qui sont deux temps caractéristiques. L'un est le temps de dissipation visqueuse $\tau_d = 1/2\nu k^2$, l'autre est le temps caractéristique du déferlement τ_b qui peut être modélisé par la relation (7.20).

7.8 Modèle de dissipation

Nous souhaitons à présent caractériser l'énergie dissipée pendant le déferlement. Nous allons pour cela comparer la dissipation totale instantanée avec celle d'une onde de Stokes non-déferlante qui aurait la même amplitude et que nous avons interpolée par la relation (7.29).

Pour cela, on applique le modèle de diffusion obtenu pour une onde de Stokes non-déferlante (Eq. 7.19) :

$$Di_d(t) = 4\mu k^4 c^4 a(t)^2 (1 - \alpha_\epsilon a(t)^2 k^2 - \alpha_{Re} Re(\lambda, c)^{-1/2}) \quad (7.30)$$

avec $a(t) = H(t)/2$ l'amplitude définie par l'équation 7.29. Ce modèle a été appliqué à l'ensemble des cas déferlants de notre étude paramétrique.

La figure 7.36 illustre la comparaison de la dissipation totale avec celle d'une onde de Stokes non-déferlante de même amplitude donnée par l'équation 7.30. Le cas présenté est un déferlement partiel ($\epsilon_0 = 0,64$; $Re(\lambda, c) = 370$), pour lequel après $t = 2T$, il persiste une solution ondulatoire. A partir de l'instant de déferlement ($t/T = 0,56$), la dissipation de l'onde augmente rapidement sous l'effet du déferlement alors que la dissipation d'une onde de Stokes non-déferlante de même amplitude (Eq. 7.30) décroît car l'amplitude est en train de décroître. On constate cependant qu'à l'issue du déferlement à $t = 2T$, les deux courbes se recouvrent, i. e. lorsque la solution ondulatoire est retrouvée. Dans ce cas de déferlement, il est possible de décomposer la dissipation en une contribution provenant de l'évolution d'une onde de stokes non-déferlante de même amplitude et d'une contribution intrinsèque au déferlement.

Nous avons comparé la relation 7.30 avec toutes les évolutions de déferlement étudiées. Nous avons constaté que dans de nombreuses situations, les deux évolutions ne se superposent pas à l'issue de la phase déferlante. Nous allons dans la suite proposer une explication pour cette différence.

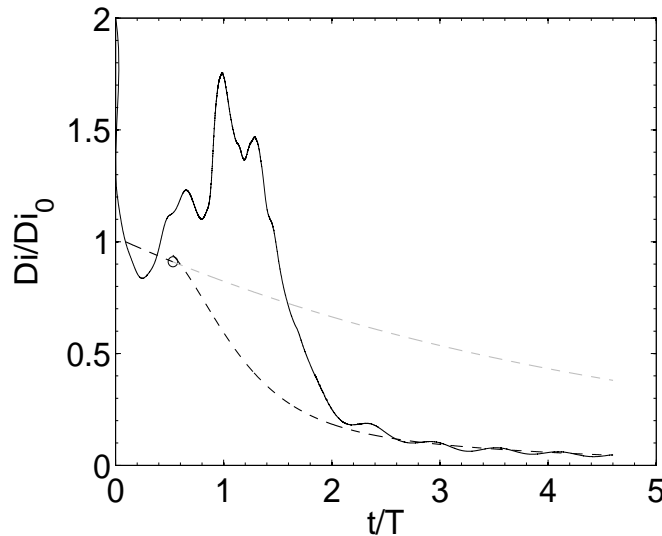


FIG. 7.36 – Evolution temporelle de la dissipation totale Di normalisée par sa valeur initiale Di_0 à t_0 pour un déferlement plongeant/superficiel (PLS) ($\epsilon = 0,64$; $Re = 370$; $\bar{\mu} = 55$; $\bar{p} = 770$). — : Di ; --- : Di_d (Eq. 7.30); -- gris : Di_{th} (Eq. 7.2.4); ○ : instant de déferlement ($t/T = 0,56$).

7.8.1 Contributions à la dissipation totale

Afin de comprendre l'écart observé dans de nombreuses situations entre la dissipation d'une onde de Stokes non-déferlante de même amplitude et celle de l'onde déferlante, nous étudions tout d'abord, l'effet associé à la dissipation dans l'air et ensuite l'effet du mélange entre phases qui persiste après le déferlement.

7.8.1.1 Contribution de l'air

Le figure 7.37 montre l'évolution temporelle de la dissipation totale Di dans le cas d'un déferlement plongeant/superficiel (PLS) ($\epsilon_0 = 0,64$; $Re(\lambda, c) = 370$) (Fig. 7.31) dans lequel la relation 7.30 recouvre la courbe de dissipation totale après le phase de déferlement, ainsi qu'un déferlement de type glissant (GL) ($\epsilon_0 = 0,37$; $Re(c, \lambda) = 4300$) (Fig. 7.32) pour lequel un écart est observé entre l'évolution de Di et celle donnée par la relation (7.30) à l'issu du déferlement ($t > 3,5T$).

Nous avons ajoutée sur cette figure :

- la dissipation résultant exclusivement de l'eau : $Di_e(t) = \iint_{\Omega_l} d(\underline{x}, t)(1 - C(\underline{x}, t))d\Omega_l$.
- la dissipation totale sous la surface libre η définie par $C = 0,95$ et représentée par \times .
- la dissipation totale sous la surface libre η définie par $C = 0,05$ et représentée par \star .

Nous introduisons la notion de dissipation sous la surface libre, i. e. une approche différente de la dissipation totale évoquée jusqu'ici. On peut voir l'onde, comme le décrivent généralement les systèmes mathématiques ou expérimentaux, en terme de dissipation sous le profil définit par la surface libre et ainsi considérer deux écoulements : intérieur et extérieur à la limite fixée par le profil de la surface libre (Figs. 7.38 et 7.39).

On remarque que pour la déferlement glissant (GL), la dissipation totale Di et la dissipation d'une onde de Stokes non-déferlante d'amplitude équivalente Di_d , ne se recouvrent pas à l'issu du déferlement alors que l'on a retrouvé une solution d'onde propagative. La figure 7.37(b) montre qu'après le déferlement, la dissipation totale dans le l'eau Di_e est deux fois inférieure à celle dans le domaine de numérique Di ($t > 3,5T$). A partir de $t = 3,5T$, la dissipation totale dans l'eau Di_e suit une tendance proche de celle du modèle Di_d et on observe le recouvrement des deux courbes que l'on s'attendait à obtenir avec la dissipation totale Di . Ce constat est généralisable à la moitié des déferlements partiels étudiés.

La dissipation totale dans l'eau Di_e étant très inférieure la dissipation totale Di , il apparaît donc que la présence de l'air et notamment celle entraînée sous la surface libre et celle contribuant au mélange à la surface de l'onde semble avoir un rôle important dans le processus dissipatif. Melville and Rapp (1985) ont montré expérimentalement que plus de 50% de l'énergie dissipée pendant le déferlement est associée à l'action de l'air entraîné contre les forces de flottaison.

L'estimation de la dissipation totale sous la surface libre Di_s n'est pas aisée car il est nécessaire de définir le contour de surface libre associée à l'eau ($C < 0,05$) ou à l'air ($C > 0,95$) et d'intégrer le taux de dissipation à l'intérieur de la limite définie par la surface libre (Figs. 7.38 et 7.39)). Techniquement, cette estimation est difficile car le contour de la surface libre devient topologiquement très complexe au cours du déferlement et à une abscisse donnée, peuvent correspondre plusieurs positions du même contour.

Pour illustrer l'influence non-négligeable de la dissipation apportée par les bulles entraînées sous la surface libre, on reporte sur la figure 7.37 les valeurs calculées de Di_s pour

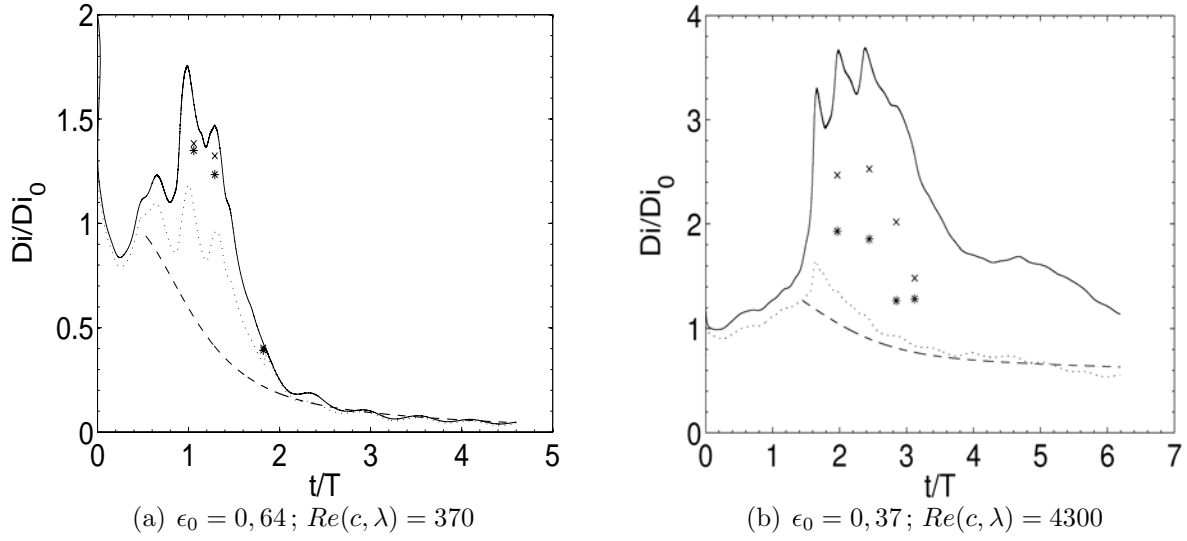


FIG. 7.37 – Evolution temporelle de la dissipation totale Di normalisée par sa valeur initiale Di_0 à t_0 pour deux ondes déferlantes ($\bar{\mu} = 55$; $\bar{\rho} = 770$). (a) $\epsilon = 0,64$; $Re = 3,7 \cdot 10^2$ et (b) $\epsilon_0 = 0,37$; $Re(c, \lambda) = 4,3 \cdot 10^3$. – : dissipation totale Di/Di_0 ; -- : dissipation totale d'une onde de Stokes non-déferlante d'amplitude équivalente Di_d/Di_0 (Eq. 7.30); ... : dissipation totale dans l'eau Di_e/Di_0 ; x : dissipation totale sous la surface libre η (définie par $C = 0,95$) Di_s/Di_0 ; * : dissipation totale sous la surface libre η (définie par $C = 0,05$) Di_s/Di_0 . Les instants pour x et * sont associés aux profils reportés sur les figures (a) 7.38 et (b) 7.39.

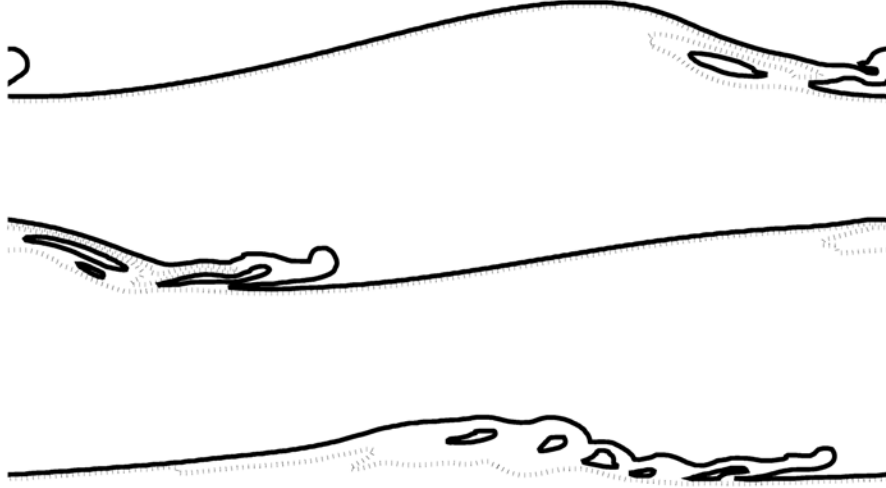


FIG. 7.38 – Profil de surface libre définis pour – : $C = 0,95$ et ... : $C = 0,05$ pour une onde déferlante ($\epsilon_0 = 0,64$; $Re(\lambda, c) = 3,7 \cdot 10^2$; $\bar{\mu} = 55$; $\bar{\rho} = 770$) à différents instants, de haut en bas : $t/T = 1,06, 1,29$ et $1,82$.

deux iso-contours du taux de présence de phase C : 0,05 (95% d'eau) et 0,95 (5% d'eau). La méthode mise en place pour le calcul de Di_s est fastidieuse, ce qui explique que seuls quelques points apparaissent sur la figure 7.37. La dissipation sous la surface libre Di_s (Fig. 7.37) est comprise entre la dissipation totale Di et la dissipation totale dans l'eau

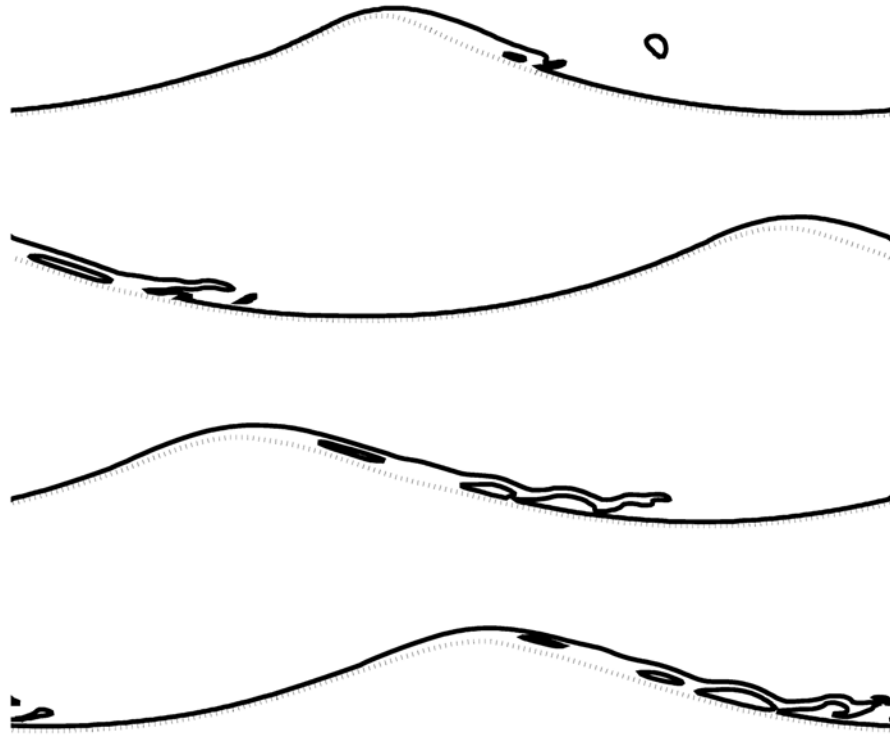


FIG. 7.39 – Profil de surface libre définis pour – : $C = 0,95$ et ... : $C = 0,05$ pour une onde déferlante ($\epsilon_0 = 0,37$; $Re(c, \lambda) = 4,3 \cdot 10^3$; $\bar{\mu} = 55$; $\bar{p} = 770$) à différents instants, de haut en bas : $t/T = 1,97, 2,44, 2,85$ et $3,12$.

Di_e , ce qui signifie que Di surestime Di_S et Di_e la sousstime. On peut remarquer aussi que la dissipation sous la surface libre Di_S est sensible à l'iso-contour du taux de présence de phase C utilisé pour son calcul. Lorsque la surface libre est peu diffuse (Fig. 7.38) et donc bien définie, la sensibilité à l'iso-contour sélectionné pour le calcul de Di_S est faible et l'écart entre les iso-contours $C = 0,05$ et $0,95$, est de l'ordre de 5% (Fig. 7.37(a)). Par contre, lorsqu'on considère des régions de mélange (Fig. 7.39), cet écart est plus important et l'estimation de Di_S devient très sensible à la valeur des iso-contours sélectionnés pour son calcul. Le cas de déferlement glissant (GL) présenté sur la figure 7.37(b) montre des écarts de 75% sur la valeur de Di_S entre les iso-contours $C = 0,05$ et $0,95$.

Finalement, dans le cas de déferlement glissant (GL) présenté (Fig. 7.37(b)), la dissipation totale Di est très élevée après déferlement à cause du brassage encore présent dans l'air qui génère une dissipation excessive. On a préalablement observé sur les champs spatiaux-temporels du taux de dissipation, une région dans l'air où le taux de dissipation maximum est supérieur à celui de l'eau (Sect. 7.6.2, Fig. 7.28). L'existence d'une telle région a été mise en lien avec une limite dans le méthode numérique VOF, associée à la condition de non-glissement imposée entre les phases.

Pour caractériser la dissipation pendant le déferlement, nous ne souhaitons pas prendre en compte cet excès de dissipation généré dans l'air. On choisit d'interpoler la courbe de dissipation totale Di après la phase de déferlement, en prolongeant la décroissance temporelle observée entre le maximum de Di et la fin du déferlement actif comme indiqué sur la figure 7.40. Cette interpolation Di_{interp} est utilisée pour calculer la dissipation Di_b pro-

duite pendant la phase active du déferlement. Di_b est l'aire comprise les courbes Di_{interp} et la courbe de dissipation d'une onde de Stokes non-déferlante d'amplitude équivalente Di_d (Eq. 7.2.4) divisée par le temps τ'_b , telle que :

$$Di'_b = \frac{1}{\tau'_b} \left(\int_0^{\tau'_b} Di_{interp} dt - \int_0^{\tau'_b} Di_d dt \right) \quad (7.31)$$

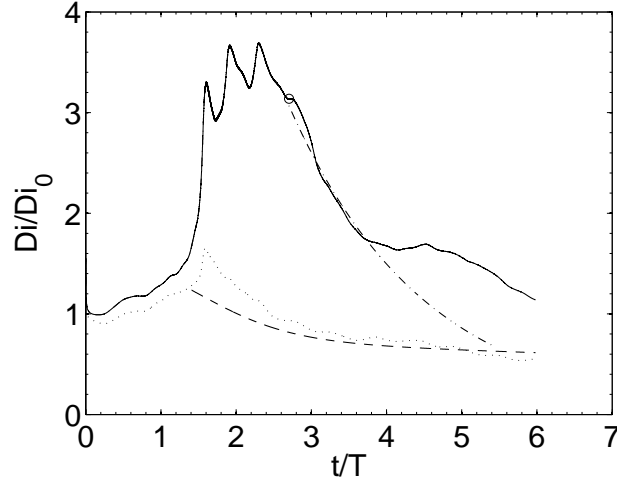


FIG. 7.40 – Evolution temporelle de la dissipation totale Di normalisée par sa valeur initiale Di_0 à t_0 pour un déferlement glissant (GL) ($\epsilon_0 = 0,37$; $Re(c, \lambda) = 4,3 \cdot 10^3$; $\bar{\mu} = 55$; $\bar{p} = 770$). — : dissipation totale Di/Di_0 ; ... : dissipation totale dans l'eau Di_e/Di_0 ; --- : dissipation totale d'une onde de Stokes non-déferlante d'amplitude équivalente Di_d/Di_0 (Eq. 7.30); -.- : dissipation totale interpolée Di_{interp}/Di_0 .

7.8.1.2 Contribution du mélange dans la phase finale du déferlement

Nous nous intéressons à présent au calcul de la dissipation pendant la phase de déferlement dans le cas d'un déferlement total. La figure 7.41 montre l'évolution temporelle de la dissipation totale Di dans le cas d'un déferlement plongeant/reversant (PLR) (Sect. 7.6.3). On reporte sur cette figure, la dissipation totale dans l'eau exclusivement Di_e et la dissipation totale d'une onde de Stokes non-déferlante d'amplitude équivalente Di_d . La courbe Di_d ne se superpose pas à la courbe Di à la fin du déferlement ($t/T=2,2$). Contrairement aux déferlements partiels, la courbe Di_d ne recouvre pas non plus Di_e à $t/T=2,2$. Cet écart est associé au fait que beaucoup d'énergie reste présente dans le brassage de surface présent après déferlement (Fig. 7.15). Le modèle proposé Di_d (Eq. 7.30) n'est pas représentatif des mécanismes de brassage. De plus, la dynamique de mélange consécutive au déferlement était mal décrite car nous n'utilisons pas de modélisation des échelles de sous-maille.

Dans notre estimation de la dissipation par le déferlement Di'_b , nous ne souhaitons pas prendre en compte la contribution de la dissipation associée à la phase post-déferlante. On propose donc d'enlever cette contribution générée par le mélange post-déferlant dans Di . Comme l'indique la figure 7.41, on prolonge la décroissance temporelle de Di entre son maximum et la fin du déferlement actif par une interpolation exponentielle, jusqu'à intersection avec le modèle Di_d (Eq. 7.30). On estime alors la dissipation par le déferlement

Di'_b avec 7.31, par soustraction entre l'aire comprise entre Di interpolée : Di_{interp} et la dissipation d'une onde de Stokes non-déferlante d'amplitude équivalente Di_d .

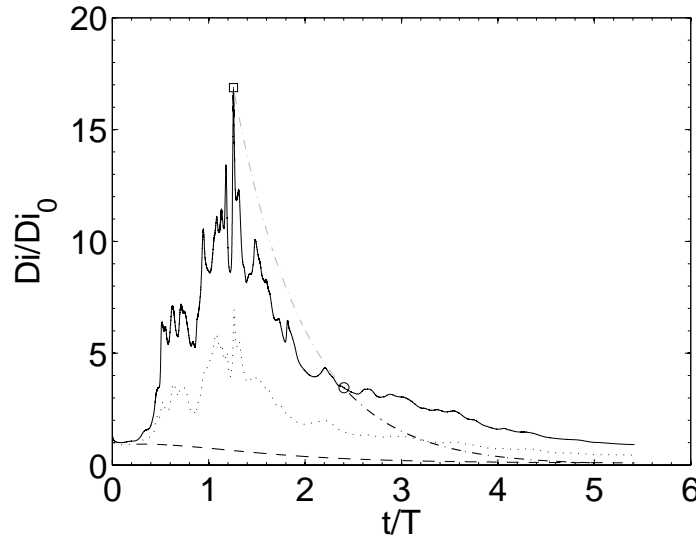


FIG. 7.41 – Evolution temporelle de la dissipation totale Di normalisée par sa valeur initiale Di_0 à t_0 pour un déferlement plongeant/englobant (PLE) ($\epsilon_0 = 0,56$; $Re(\lambda, c) = 4,5 \cdot 10^3$; $\bar{\mu} = 55$; $\bar{\rho} = 770$). — : dissipation totale Di/Di_0 ; ... : dissipation totale dans l'eau Di_e/Di_0 ; --- : dissipation totale d'une onde de Stokes non-déferlante d'amplitude équivalente Di_d/Di_0 (Eq. 7.30); -.- : dissipation totale interpolée Di_{interp}/Di_0 (entre le maximum de Di (\square) et la fin du déferlement actif (\circ)).

7.8.2 Comparaison avec la dissipation estimée par l'énergie

La dissipation Di'_b estimée à partir des courbes de dissipation totale Di et du modèle de dissipation par une onde de Stokes non-déferlante d'amplitude équivalente Di_d (Eq. 7.30), a pu être évaluée dans la plupart des simulations de notre étude paramétrique (quelques simulations, trop courtes pour pouvoir réaliser les interpolations nécessaires au calcul de Di'_b n'apparaîtront pas dans les résultats). La figure 7.42 montre une comparaison entre la dissipation par le déferlement estimée à partir de l'évolution temporelle de l'énergie totale : Di_b (Sect. 7.4) et Di'_b . On remarque un bon accord entre ces deux estimations de la dissipation par le déferlement. Le rapport entre Di'_b et Di_b est de 5/6 et correspond au rapport entre τ_b et τ'_b . La dispersion observée est associée aux interpolations nécessaires de Di pour estimer Di'_b .

Le fait que les deux méthodes de calcul de la dissipation par le déferlement donnent des résultats similaires, nous permet d'être confiant sur la validité de nos mesures.

7.9 Echelles générées par le déferlement

Dans cette partie, nous nous intéressons aux échelles générées par le déferlement, en particulier à quelles échelle l'énergie est présente autant dans l'écoulement d'air que dans l'eau. Des transformées de Fourier spatiales de l'énergie totale sur une horizontale au cours du déferlement sont présentées pour trois déferlements :

- un déferlement glissant (GL) ($Re(\lambda, c) = 4300$ et $\epsilon_0 = 0,37$).

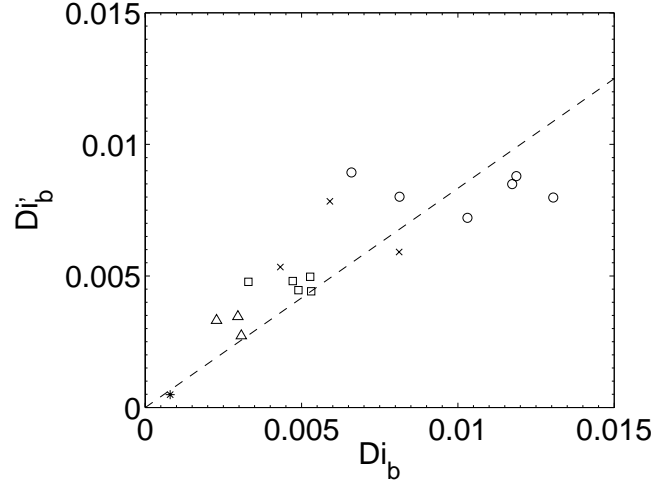


FIG. 7.42 – Dissipation par le déferlement estimée à partir de l'évolution temporelle de l'énergie totale Di_b , en fonction de la dissipation par le déferlement estimée à partir de l'évolution temporelle de la dissipation totale Di et de la dissipation d'une onde de Stokes non-déferlante d'amplitude équivalente $Di_d : Di'_b$. — : $Di_b = 5/6 Di'_b$. Les symboles correspondent à des cambrures initiales constantes : \circ : $\epsilon_0 = 0,63$ ($Re(\lambda, c) = 3,7 \cdot 10^2$; $4,6 \cdot 10^2$; $7 \cdot 10^2$; $1,1 \cdot 10^3$; $2,3 \cdot 10^3$; $4,7 \cdot 10^3$); \times : $\epsilon_0 = 0,56$ ($Re(\lambda, c) = 3,5 \cdot 10^2$; $4,5 \cdot 10^2$; $1,1 \cdot 10^3$; $4,5 \cdot 10^3$); \square : $\epsilon_0 = 0,49$ ($Re(\lambda, c) = 6,6 \cdot 10^2$; $8,7 \cdot 10^2$; $1,1 \cdot 10^3$; $2,2 \cdot 10^3$; $4,4 \cdot 10^3$); \triangle : $\epsilon_0 = 0,43$ ($Re(\lambda, c) = 1,1 \cdot 10^3$; $2,1 \cdot 10^3$; $4,3 \cdot 10^3$); $*$: $\epsilon_0 = 0,37$ ($Re(\lambda, c) = 4,3 \cdot 10^3$).

- un déferlement plongeant/superficiel (PLS) ($Re(\lambda, c) = 370$ et $\epsilon_0 = 0,64$).
- un déferlement plongeant/renversant (PLR) ($Re(\lambda, c) = 4300$ et $\epsilon_0 = 0,64$).

L'apparition d'échelles caractéristiques à différents instants du déferlement est discutée.

Cette étude a aussi pour objectif de vérifier si l'on dissipe bien l'énergie aux grandes échelles afin de déterminer la validité des simulations directes que nous avons réalisées.

7.9.1 Déferlement plongeant/superficiel (PLS)

On s'intéresse à la distribution de densité d'énergie $P(k)$ dans le cas d'un déferlement plongeant/superficiel (PLS). La figure 7.43 montre l'évolution temporelle de $P(k)$ des modes horizontaux k_x aux instants où la distribution spatiale du taux de dissipation sont présentées (Fig. 7.26).

On remarque (Fig. 7.43(a)) qu'à $t/T = 0$, $P(k)$ est principalement localisée sur les trois premiers modes. De façon surprenante, la densité d'énergie du troisième mode est 2,7 fois supérieure à celle du second mode. Longuet-Higgins and Cokelet (1976) ont montré la présence possible d'une onde stationnaire, qui pourrait expliquer cette distribution de $P(k)$ à $t/T = 0$.

À $t = t_0$ (Fig. 7.43(a)), $P(k)$ associée aux grandes échelles augmente dans la gamme de $k/2\pi = 1$ à 7. Elle est d'un ordre de grandeur supérieure à celle observée à l'instant $t/T = 0$. Cette observation est en accord avec le développement initial non-présents à $t/T = 0$ (Ch. 6, Sect. 6.3). Pour les plus grands nombres d'onde, la distribution de $P(k)$ reste inchangée. Les grands nombres d'onde ont une densité d'énergie très faible et de l'ordre de 10^{-6} lié à la précision de la mesure.

Pendant la phase de raidissement de l'onde, des pics de densité d'énergie $P(k)$ sont observés sur le second et le cinquième harmonique, cette dernière échelle pouvant être reliée à la largeur de la crête au niveau du front formé.

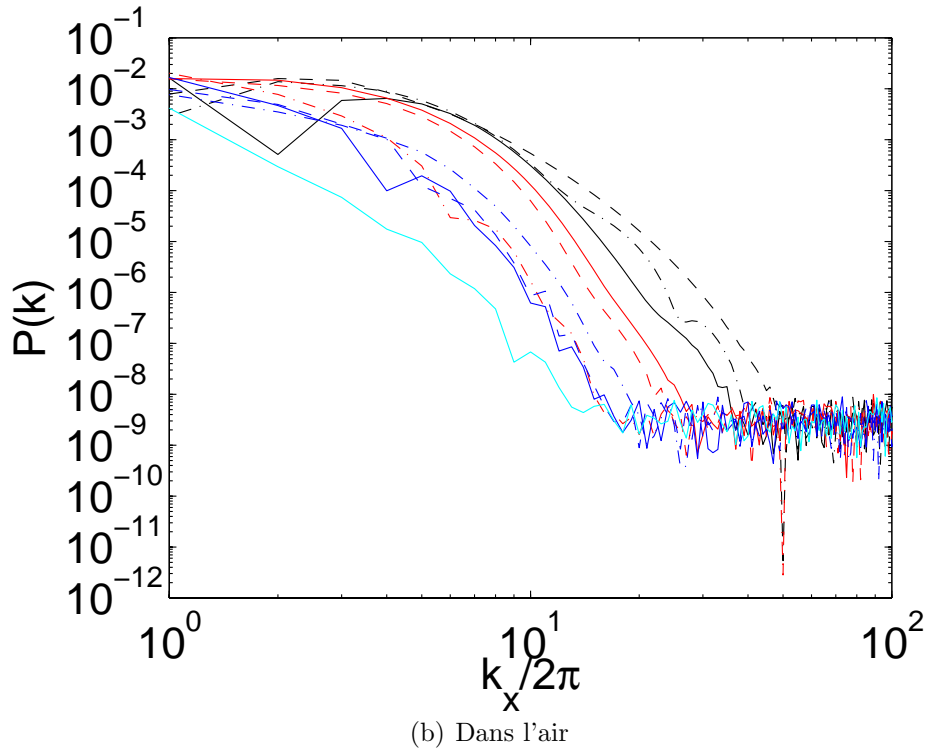
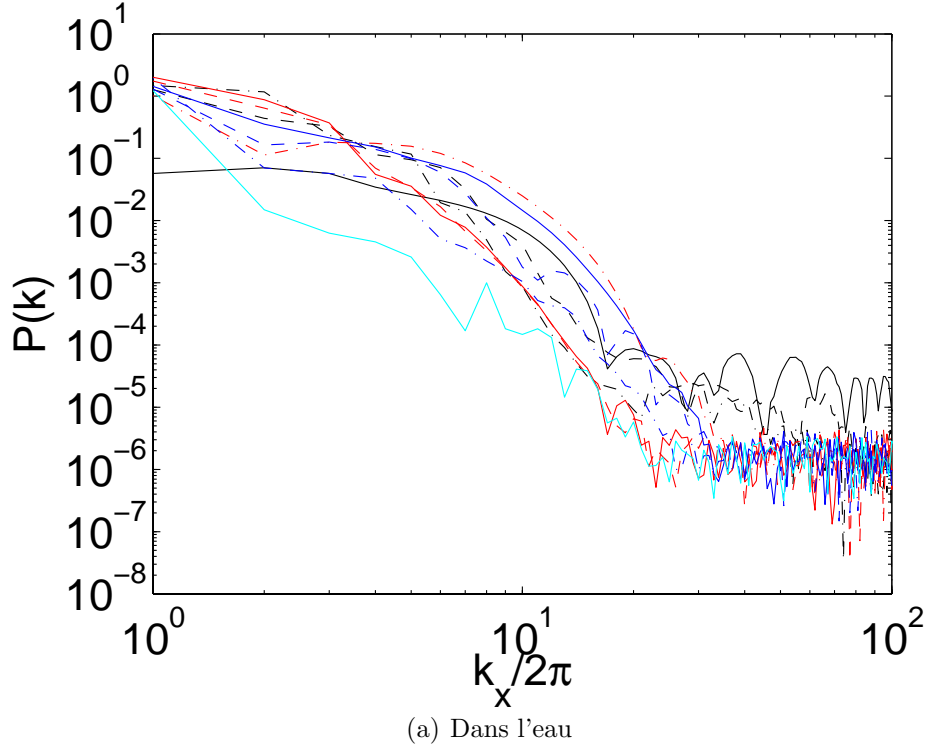


FIG. 7.43 – Spectre spatial de l'énergie mécanique totale sur une horizontale dans l'espace de Fourier (a) dans l'eau : $z/\lambda = 0,446$; (b) dans l'air : $z/\lambda = 0,7$, à différents instants de l'évolution d'un déferlement plongeant/superficiel (PLS) (partiel) ($\epsilon = 0,64$; $Re(\lambda, c) = 3,68 \cdot 10^2$; $\bar{\mu} = 55$; $\bar{\rho} = 770$). — noir : $t/T = 0$; -- noir : t_0/T ; -.- noir : $t/T = 0,24$; — rouge : $t/T = 0,65$; -- rouge : $t/T = 1$; -.- rouge : $t/T = 1,28$; — bleu : $t/T = 1,43$; -- bleu : $t/T = 2,48$; -.- bleu : $t/T = 3,68$ et — bleu clair : $t/T = 5,52$.

A partir de l'impact ($t/T = 1$), la densité d'énergie des modes autour de $5k/2\pi$ augmente, cette échelle correspondant à la taille de la poche entraînée. Un pic de densité d'énergie est observé autour de $25k/2\pi$ correspondant à l'échelle caractéristique de la région d'impact. On retrouve donc ainsi les échelles de longueurs mises en évidence dans l'étude de la distribution spatiale du taux de dissipation (Sect. 7.6.4)

Dans la suite de l'évolution, les niveaux de $P(k)$ décroissent pour les petites échelles générées.

Dans l'air (Fig. 7.43(b)), l'adaptation du champ de vitesse génère de petites échelles qui laissent place à de grandes structures tourbillonnaires au cours du déferlement.

Dans l'eau comme dans l'air, on n'observe pas de concentration d'énergie aux petites échelles et pour les faibles valeurs du nombre de Reynolds, l'énergie est concentrée aux grandes échelles.

7.9.2 Déferlement glissant (GL)

Le figure 7.44 montre des transformées de Fourier spatiales de l'énergie mécanique totale dans l'eau (Fig. 7.44(a)) et dans l'air (Fig. 7.44(b)) pour un déferlement glissant (GL), aux instants reportés sur la figure 7.28.

La distribution de densité d'énergie $P(k)$ à $t = 0$ et $t = t_0$ (Fig. 7.44(a)) est identique à celle du cas de déferlement plongeant/superficiel (PLS) présenté précédemment.

A $t/T = 1,65$, la région de mélange se développe au sommet de la crête de l'onde, on note une augmentation de $P(k)$ pour les modes compris entre $6k/2\pi$ et $10k/2\pi$, ce qui correspond à la longueur de la zone de mélange ($\sim 0,1\lambda$). L'énergie des modes entre $10k/2\pi$ et $50k/2\pi$ augmente d'un à deux ordres de grandeur en comparaison aux niveaux initiaux. Cette gamme d'échelle correspond à l'épaisseur approximative de la région de mélange ($\sim 0,02\lambda$).

On remarque que la distribution de $P(k)$ varie peu pendant la phase déferlante. Après le déferlement ($t/T = 4,68$), de petites échelles se sont développées, la densité d'énergie des plus grands nombres d'onde, ayant été multipliée par 10 par rapport aux niveaux pendant le déferlement actif.

7.9.3 Déferlement plongeant/renversant (PLR)

Les transformées de Fourier spatiales de l'énergie totale dans l'eau et l'air sont présentées sur la figure 7.45 pour un déferlement plongeant/renversant (PLR). La densité d'énergie $P(k)$ portée par le mode fondamental, autant dans l'eau que dans l'air, est de deux ordres supérieure à celle obtenue pour les deux autres déferlements étudiés, sans que l'on puisse expliquer cet écart.

Dans l'eau (Fig. 7.45(a)), à l'impact du jet primaire ($t/T = 0,47$), on retrouve une distribution de $P(k)$ similaire à celle du déferlement plongeant/superficiel (PLS) (Fig. 7.43(a)). Pendant la phase de pénétration du jet et au début de la formation du jet secondaire ($t/T = 0,62$), $P(k)$ augmente sur les modes entre 10 et $12k/2\pi$, échelles qui correspondent à la profondeur estimée de pénétration du jet primaire ($\sim 0,1\lambda$). Jusqu'à l'impact du jet secondaire ($t/T=0,77$), $P(k)$ des modes compris entre $3k/2\pi$ et $15k/2\pi$ augmente et on note l'apparition d'une gamme large d'échelles. $P(k)$ du mode $20k/2\pi$ augmente aussi, ce qui correspond approximativement à l'échelle caractéristique de modification des gradients de vitesse sous le jet secondaire.

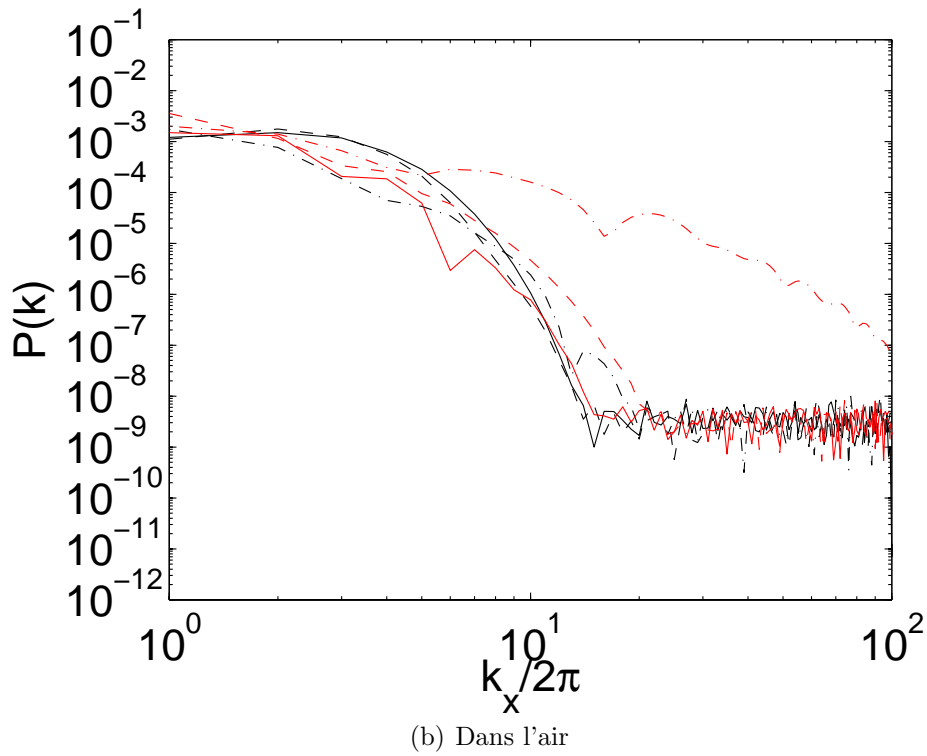
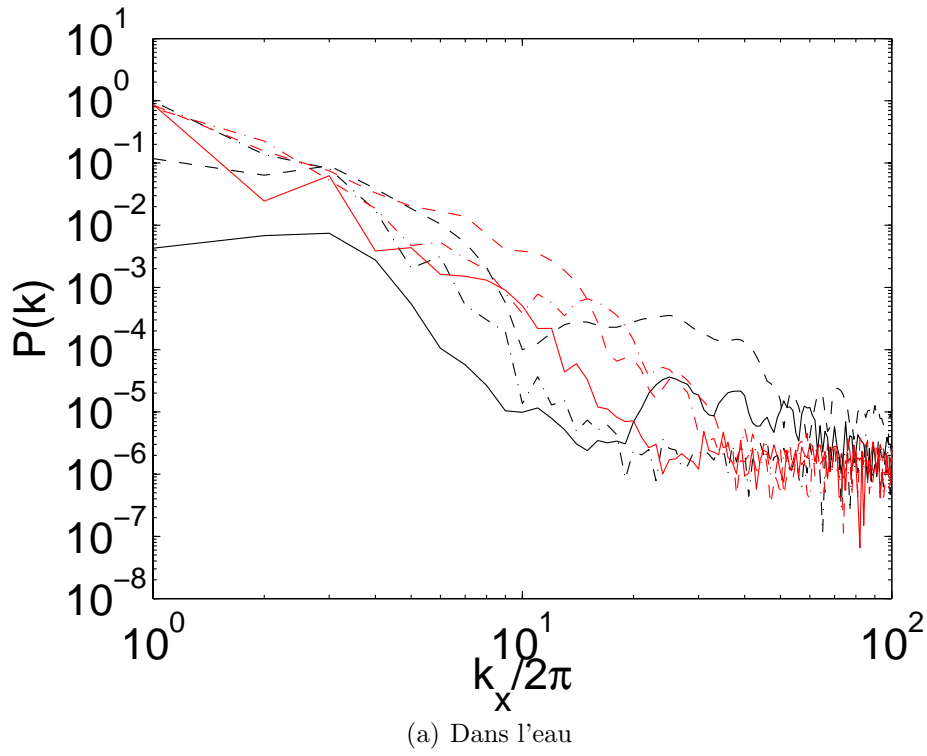


FIG. 7.44 – Spectre spatial de l'énergie mécanique totale sur une horizontale dans l'espace de Fourier (a) dans l'eau : $z/\lambda = 0,446$; (b) dans l'air : $z/\lambda = 0,7$, à différents instants de l'évolution d'un déferlement glissant (GL) (partiel) ($\epsilon_0 = 0,37$; $Re(c, \lambda) = 4,3 \cdot 10^3$; $\bar{\mu} = 55$; $\bar{\rho} = 770$). — noir : $t/T = 0$; -.- noir : t_0/T ; -- noir : $t/T = 1,65$; - rouge : $t/T = 1,98$; -- rouge : $t/T = 2,39$; -. rouge : $t/T = 4,68$.

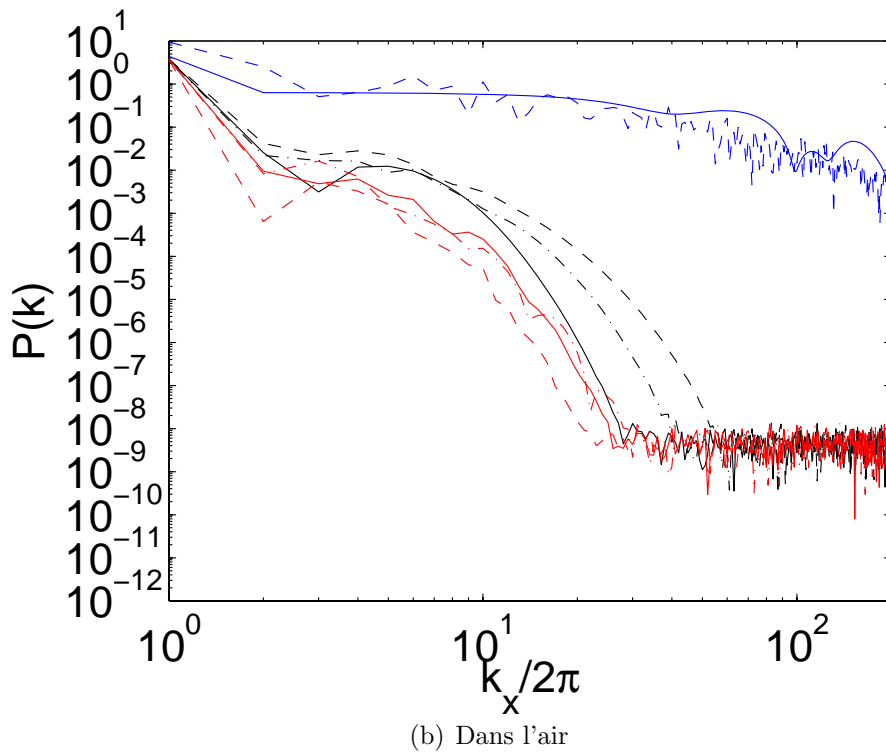
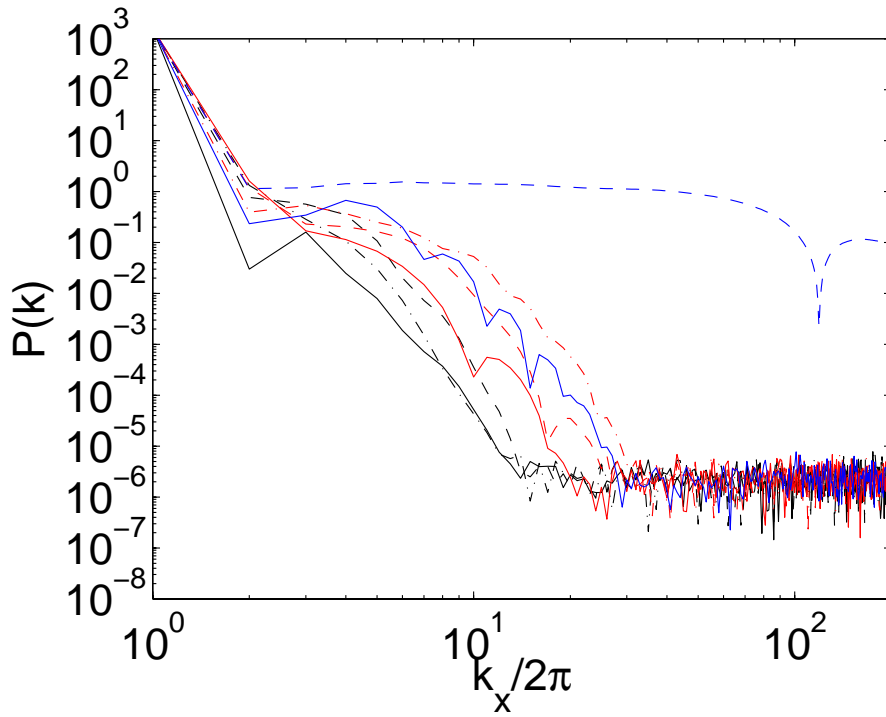


FIG. 7.45 – Spectre spatial de l'énergie mécanique totale sur une horizontale dans l'espace de Fourier (a) dans l'eau : $z/\lambda = 0,446$; (b) dans l'air : $z/\lambda = 0,7$, à différents instants de l'évolution d'un déferlement plongeant/renversant (PLR) ($\epsilon = 0,64$; $Re = 4,7 \cdot 10^3$; $\bar{\mu} = 55$; $\bar{\rho} = 770$). — noir : $t/T = 0$; -.- noir : t_0/T ; -.- noir : $t/T = 0,47$; — rouge : $t/T = 0,62$; -.- rouge : $t/T = 0,77$; -.- rouge : $t/T = 0,89$; — bleu : $t/T = 0,89$; -.- bleu : $t/T = 1,30$ et -.- bleu : $t/T = 2,81$.

Pendant la phase de mélange ($t/T = 2,81$), les niveaux d'énergie sont du même ordre de grandeur pour l'ensemble des modes supérieurs au fondamental (ordre 1). On ne constate pas de stockage de l'énergie aux petites échelles mais on note cependant, que la simulation directe ne permet pas de caractériser les petites échelles générées pendant cette phase du déferlement car l'énergie des plus petites échelles est du même ordre que celle des grandes échelles.

Dans l'air (Fig. 7.45(b)), la distribution de $P(k)$ aux différents instants du déferlement est similaire à celle présentée dans le cas de déferlement plongeant/superficiel (PLS) (Fig. 7.43(b)) avec la génération de petites échelles après la phase de déferlement actif.

7.10 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons tout d'abord présenté les évolutions temporelles des énergies mécaniques totales et la dissipation totale dans les cas d'ondes non-déferlantes. Un modèle de diffusion équivalent permet de caractériser la dissipation totale dans ces cas d'ondes de Stokes non-déferlantes.

Trois phases caractéristiques de décroissance de l'énergie totale ont été mises en évidence dans les cas déferlants. A partir de l'évolution temporelle de l'énergie totale, un temps caractéristique de déferlement est établi et paramétrisé en fonction de la cambrure initiale des ondes ϵ_0 de l'onde et du nombre de Reynolds $Re(\lambda, c)$. Une dissipation moyenne par le déferlement Di_b est alors estimée et paramétrisée en fonction de la cambrure initiale et du nombre de Reynolds.

Ensuite, une analyse plus fine de la dissipation dans les différents régimes de déferlement a été menée. Elle met en évidence les mécanismes dissipatifs dans ces différents types de déferlement. Une discussion sur les échelles caractéristiques de la dissipation est menée.

La dissipation pendant le déferlement est estimée à partir des évolutions temporelles de la dissipation totale et d'un modèle de dissipation totale par une onde de Stokes non-déferlante d'amplitude équivalente. Cette deuxième estimation de la dissipation par le déferlement est en accord avec la première.

Enfin, la dernière partie de ce chapitre est consacrée à la caractérisation des échelles dans les régimes de déferlement. On remarque qu'aucun stockage de l'énergie n'a lieu à l'échelle des mailles, ce qui montre que la simulation directe permet de décrire la dissipation par le déferlement. Cependant, la phase de mélange après le déferlement actif est caractérisée par la génération de très petites échelles qui ne sont pas résolues en simulation directe.

CONCLUSION ET PERSPECTIVES

Dans cette étude, nous nous sommes donc intéressés à la caractérisation et la paramétrisation de la dissipation provoquée par le processus de déferlement. Un autre rôle important joué par le déferlement est associé à l'augmentation des transferts de masse à la surface libre. Cet aspect a été abordé de façon plus indirecte.

L'outil numérique utilisé s'appuie sur une méthode Volume of Fluid basée sur un modèle à un fluide pour la résolution des équations de Navier-Stokes. La validité de l'outil numérique pour décrire le déferlement a été mise en évidence. L'estimation numérique du taux de dissipation a été validée sur différentes configurations d'écoulement.

Un modèle d'évolution temporelle de la dissipation est établi dans les cas non-déferlants. Dans les cas déferlants, l'énergie totale présente trois phases de décroissance temporelle : avant, pendant et après le déferlement. Un temps caractéristique de déferlement est mesuré

et dépend du nombre de Reynolds basé sur l'amplitude initiale des ondes. Une estimation de la dissipation pendant le déferlement est alors proposée comme le rapport entre l'énergie perdue pendant la phase déferlante et le temps de déferlement. Sa paramétrisation en fonction du nombre de Reynolds et de l'amplitude de l'onde au déferlement, est en bon accord avec des mesures expérimentales. On montre que la prise en compte du nombre de Reynolds dans le modèle de Duncan (1981) semble nécessaire dans la gamme des valeurs de Reynolds utilisée dans notre étude.

Une étude des champs spatiaux-temporels du taux de dissipation met en évidence des mécanismes dissipatifs différents dans les régimes de déferlements distingués et des échelles caractéristiques de la dissipation en sont déduites.

Une seconde estimation de la dissipation par le déferlement est réalisée à partir des évolutions temporelles de la dissipation totale et est en accord avec la première, calculée à partir de l'énergie totale.

Finalement, l'étude des transformées de Fourier spatiales de l'énergie totale met en évidence qu'aucune énergie n'est concentrée à l'échelle des mailles, au cours du déferlement actif. Cependant, un manque de résolution apparaît dans l'air après le déferlement. Cela est dû au fait qu'aucun modèle de sous-maille n'est utilisé.

Ce travail s'est donc principalement focalisé sur la description des régimes de déferlement et sur la mesure et la modélisation de la dissipation induite. La banque de données numériques produite, permettra également de considérer d'autres aspects du problème. Tout d'abord, pour les ondes de grandes cambrures et les grandes valeurs du nombre de Reynolds, nous avons observé la formation d'une onde courte au milieu de la face avant de l'onde pendant le raidissement de l'onde. Cette onde courte semble croître en amplitude en remontant vers le sommet de l'onde et résonner avec la crête pour conduire au déferlement. Une étude approfondie des taux de croissance temporels des modes composant l'onde de Stokes pourrait permettre de caractériser cette instabilité et de vérifier si ce comportement est généralisable à l'ensemble des déferlements simulés.

Ensuite, une étude plus approfondie sur les champs de vitesse pourrait être menée. L'analyse de la vitesse maximale observée dans la crête pourrait être effectuée et la pertinence des paramètres évaluée à l'instant de déferlement. De même, il serait intéressant d'estimer les accélérations dans la crête des ondes au moment de l'éjection du jet et de comparer cette distribution avec Peregrine (1983). Il serait également pertinent de vérifier la paramétrisation de la vitesse d'impact du jet primaire menée par Chanson and Jaw-Fang (1997) ainsi que d'estimer la trajectoire du jet.

Pour les déferlements plongeants, l'applicabilité des hyperboles rotatives proposées par Longuet-Higgins (1982) pour décrire la boucle formée par le jet plongeant, pourrait aussi être envisagée.

Il serait intéressant de réaliser des simulations complémentaires pour l'étude plus particulière du déferlement glissant. Un meilleur raffinement de la région de formation du mélange dans ce type de déferlement, permettrait de caractériser la phase d'initiation de ce type de déferlement (Duncan (2001)). Il serait aussi opportun d'introduire la tension de surface et d'étudier le rôle joué par la valeur du nombre de Bond.

Enfin, pour compléter la comparaison des mesures de dissipation par le déferlement avec le modèle de Duncan (1981), il serait intéressant de réaliser des simulations supplémentaires en faisant varier la gravité, la densité et la longueur d'onde, grandeurs utilisées

dans la paramétrisation de Duncan (1981).

Il pourrait aussi être envisagé d'utiliser une modélisation de sous-maille pour caractériser les échelles turbulentes générées pendant le déferlement et plus particulièrement pendant la phase de mélange des déferlements totaux où de petites échelles semblent apparaître.

De même, un modèle de sous-maille pourrait être considéré pour améliorer la description de la dynamique des bulles de tailles inférieures à celles des mailles. Ce type de modèle n'existe pas à notre connaissance. Deux possibilités peuvent être envisagées. La plus simple serait d'autoriser le glissement entre phases. La seconde serait de prendre en compte une distribution de la taille des bulles à l'échelle de sous-maille. Dans ce sens, les travaux menés par Garrett *et al.* (2000) et Deane and Stokes (2002) pourraient s'avérer d'un grand intérêt.

Bibliographie

- ABADIE, S., CALTAGIRONE, J. P. AND WATREMEZ, P. 1998 Mécanisme de génération du jet secondaire dans un déferlement plongeant. *C. R. Acad. Sci. Paris Ser. II b* **Vol. 326**, pp. 553–559.
- AGRAWAL, Y. C., TERRAY, E. A., DONELAN, M. A., WILLIAM III, P. A., DRENNAN, W. M., KAHMA, K. K. AND KITAIGORODSKII, S. A. 1992 Enhanced dissipation of kinetic energy beneath surface waves. *Nature* **Vol. 359**, pp. 219–220.
- BADLY, S. A. 1993 A generation-dispersion model of ambient and transient bubbles in a close vicinity of breaking waves. *J. Geophys. Res.* **Vol. 98**, pp. 18277–18293.
- BALDOCK, T. E., SWAN, C. AND TAYLOR, P. H. 1996 A laboratory study of nonlinear surface waves on water. *Philos. Trans. Roy. Soc. London A* **Vol. 354**, pp. 649–676.
- BANNER, M. L. 1990 The influence of wave breaking on the surface pressure distribution in wind wave interactions. *J. Fluid Mech.* **Vol. 211**, pp. 463–495.
- BANNER, M. L. AND FOOKS, E. H. 1985 On microwave reflectivity of small-scale breaking waves. *Proc. R. Soc. London Ser. A* **Vol. 399**, pp. 93–109.
- BANNER, M. L. AND MELVILLE, W. K. 1976 On separation of air flow over water waves. *J. Fluid Mech.* **Vol. 77**, pp. 825–891.
- BANNER, M. L. AND PEREGRINE, D. H. 1993 Wave breaking in deep water. *Annu. Rev. Fluid Mech.* **Vol. 25**, pp. 373–397.
- BATCHELOR, G. K. 1967 An introduction to fluid dynamics. *Cambridge University Press*.
- BADDJES, J. A. 1988 Surf-zone dynamics. *Annu. Rev. Fluid Mech.* **Vol. 20**, pp. 257–293.
- BADDJES, J. A. AND SAKAI, T. 1981 Velocity field in a steady breaker. *J. Fluid Mech.* **Vol. 111**, pp. 421–437.
- BENJAMIN, T. B. AND FEIR, J. E. 1967 The desintegration of wave trains in deep water. Part 1 : Theory. *J. Fluid Mech.* **Vol. 27**, pp. 417–430.
- BENKENIDA, A. 1999 Développement et validation d’une méthode de simulation d’écoulements diphasiques sans reconstruction d’interfaces. Application à la dynamique des bulles de Taylor. *Thèse de l’Institut National Polytechnique de Toulouse, Spécialité Mécanique des Fluides*.
- BIAUSSER, B., FRAUNIE, P., GRILLI, S. T. AND MARCER, R. 2004 Numerical analysis of the internal kinematics and dynamics of 3-D breaking waves on slopes. *Proc. Int. Offshore and Polar Eng. Conf.* **Vol. 14(4)**, pp. 247–256.

- BONMARIN, P. J. 1989 Geometric properties of deep-water breaking wave. *J. Fluid Mech.* **Vol. 209**, pp. 405–433.
- BONNEFILLE, R. 1992 Cours d'hydraulique maritime. *Masson*.
- BONOMETTI, T. 2005 Développement d'une méthode de simulation d'écoulements à bulles et à gouttes. *Thèse de l'Institut National Polytechnique de Toulouse, Spécialité Mécanique des Fluides*.
- BORIS, J. P. AND BOOK, D. L. 1973 Flux-Corrected Transport. I. SHASTA, a fluid transport algorithm that works. *J. Comp. Phys.* **Vol. 18**, pp. 248–283.
- BRACKBILL, J. U., KOTHE, D. B. AND ZEMACH, C. 1992 A continuum method for modeling surface tension. *J. Comp. Phys.* **Vol. 100**, pp. 335–354.
- BRADFORD, S. F. 2000 Numerical simulation of surf zone dynamics. *J. Waterw. Port C-ASCE*. **Vol. 126(1)**, pp. 1–13.
- CALMET, I. 1995 Analyse par simulation des grandes échelles des mouvements turbulents et du transfert de masse sous une interface plane. *Thèse de l'Institut National Polytechnique de Toulouse, Spécialité Mécanique des Fluides, Toulouse IMFT*.
- CALMET, I. AND MAGNAUDET, J. 1999 Large eddy simulation of high-Schmidt-number mass transfert in a turbulent channel flow. *Phys. Fluids* **Vol. 9**, pp. 438–455.
- CANUTO, C., HUSSAINI, M. Y., QUARTERONI, A. AND ZANG, T. 1988 Spectral methods in fluid dynamics. *Springer*.
- CENICEROS, H. D. AND HOU, T. Y. 1999 Dynamic generation of capillary waves. *Phys. Fluids* **Vol. 11(5)**, pp. 1042–1450.
- CHANG, C., HSU, M. Y. AND LIU, T. 2001 Vortex generation and evolution in water waves propagating over a submerged rectangular obstacle. Part I. Solitary waves. *Coastal Eng.* **Vol. 44**, pp. 13–26.
- CHANSON, H. AND JAW-FANG, L. 1997 Plunging jet characteristics of plunging breakers. *Coastal eng.* **Vol. 31**, pp. 125–141.
- CHANSON, H., AOKI, S. AND MARUYAMA, M. 2002 Unsteady air bubble entrainment and detrainment at a plunging breaker : dominant time scales and similarity of water level. *Coastal eng.* **Vol. 46**, pp. 139–157.
- CHANSON, H., AOKI, S. AND HOQUE, A. 2004 Physical modelling and similitude of air bubble entrainment at vertical circular plunging jets. *Chemical Eng. Science* **Vol. 59**, pp. 747–758.
- CHEN, Y., GUTA, R. T. AND ELGAR, S. 1997 Modeling spectra of breaking surface waves in shallow water. *J. Geophys. Res.* **Vol. 102(C11)**, pp. 25035–25046.
- CHEN, G., KHARIF, C., ZALESKI, S. AND LI, J. 1999 Two-dimensional Navier-Stokes simulation of breaking waves. *Phys. Fluids* **Vol. 11**, pp. 121–133.
- CHRISTENSEN, E. D. AND DEIGAARD, R. 2001 Large eddy simulation of breaking waves. *Coastal Eng.* **Vol. 42**, pp. 53–86.

- CHRISTENSEN, E. D., WALSTRA, D. J. AND EMERAT, N. 2002 Vertical variation of the flow across the surf zone. *Coastal Eng.* **Vol. 45**, pp. 169–198.
- CHRISTENSEN, E. D. 2006 Large eddy simulation of spilling and plunging breakers. *Coastal Eng.* **Vol. 53**, pp. 463–485.
- CLANET, C. AND LASHERAS, J. C. 1997 Depth of penetration of bubbles entrained by plunging jet. *Phys. Fluids* **Vol. 9**, pp. 1864–1866.
- CLIMENT, E. 1996 Dispersion de bulles et modification du mouvement de la phase porteuse dans des écoulements tourbillonnaires. *Thèse de l'Institut National Polytechnique de Toulouse, Spécialité Mécanique des Fluides*.
- CLIMENT, E. AND MAGNAUDET, J. 1999 Large scale simulation of bubble-induced convection. *Phys. Rev. Lett.* **Vol. 82**, pp. 4827–4830.
- COINTE, R. 1990 Numerical simulation for a wave channel. *Eng. Anal. Bound. Elem.* **Vol. 7(4)**, pp. 167–177.
- COINTE, R. AND TULIN, M. P. 1994 A theory of steady breakers. *J. Fluid Mech.* **Vol. 276**, pp. 1–20.
- COX, D. AND ANDERSON, S. L. 2001 Statistics of intermittent surf zone turbulence and observations of large eddies using PIV. *Coastal Eng. J. in Japan* **Vol. 43(2)**, pp. 121–131.
- COX, D. AND KOBAYASHI, N. 2000 Identification of intense, intermittent coherent motions under shoaling and breaking waves. *J. Geophys. Res.* **Vol. 105(C6)**, pp. 14223–14236.
- COX, D., KOBAYASHI, N. AND OKAYASU, A. 1996 Bottom shear stress on the surf zone. *J. Geophys. Res.* **Vol. 101(C6)**, pp. 14337–14348.
- COX, D. AND SHIN, S. 2003 Laboratory measurements of void fraction and turbulence in bore region of surf zone waves. *J. Eng. Mech.* **Vol. 129(10)**, pp. 1197–1205.
- CRAIK, A. D. D. 2004 The Origins of Water Wave Theory. *Annu. Rev. Fluid Mech.* **Vol. 36**, pp. 1–28.
- CRANGA, J. 2002 Simulation numérique directe d'écoulements di- tri-phasiques engendrés par l'injection de bulles dans un bain de métal liquide. *Thèse de l'Institut National Polytechnique de Toulouse, Spécialité Mécanique des Fluides*.
- DABIRI, D. AND GHARIB, M. 1997 Experimental investigation of the vorticity generation within a spilling water wave. *J. Fluid Mech.* **Vol. 330**, pp. 113–139.
- DALLY, W. R., DEAN, R. G. AND DALRYMPLE, R. A. 1985 Wave height variation across beaches of arbitrary profile. *J. Geophys. Res.* **Vol. 90(C14)**, pp. 11917–11928.
- DALRYMPLE, R. A. AND ROGERS, B. D. 2006 Numerical modeling of water waves with the SPH method. *Coastal Eng.* **Vol. 53**, pp. 141–147.
- DEANE, G. B. AND STOKES, M. D. 2002 Scale dependence of bubble creation mechanisms in breaking waves. *Nature* **Vol. 418**, pp. 839–844.

- DOLD, J. W. AND PEREGRINE, D. H. 1986 Water wave modulation. *Proc. 20th ICCE, Taipei, ASCE* **Vol. 1**, pp. 163–175.
- DOMMERMUTH, D. G., YUE, D. K. P., RAPP, R. J., CHAN, F. S. AND MELVILLE, W. K. 1987 Deep water breaking wave; a comparison between potential theory and experiments. *J. Fluid Mech.* **Vol. 89**, pp. 432–442.
- DONELAN, M., LONGUET-HIGGINS, M. S. AND TURNER, J. S. 1972 Periodicity in whitecaps. *Nature* **Vol. 239**, pp. 449–451.
- DUNCAN, H. J. 1981 An investigation of breaking wave produced by a towed hydrofoil. *Proc. Roy. Soc. London A* **Vol. 377**, pp. 331–348.
- DUNCAN, H. J. 1983 The breaking and non-breaking wave resistance of a two-dimensional hydrofoil. *J. Fluid Mech.* **Vol. 126**, pp. 507–520.
- DUNCAN, H. J. 2001 Spilling breakers. *Ann. Rev. Fluid Mech.* **Vol. 33**, pp. 519–547.
- DUNCAN, J. H., PHILOMIN, V., QIAO, H. AND KIMMEL, J. 1994*b* The formation of a spilling breaker. *Phys. Fluids* **Vol. 6(8)**, pp. 2558–2560.
- DUNCAN, J. H., QIAO, H., PHILOMIN, V. AND WENZ, A. 1999 Gentle spilling breakers : crest profile evolution. *J. Fluid Mech.* **Vol. 39**, pp. 191–222.
- DUPONT, J. B. 2007 Ecoulements diphasiques dans les minicanaux d’une pile à combustible. *Thèse de l’Institut National Polytechnique de Toulouse, Spécialité Mécanique des Fluides*.
- DUVAL, M., ASTRUC, D. AND LEGENDRE, D. 2004 Two-phase flow modelling of breaking waves without interface reconstruction. *Proc. 14th Offshore and Polar Eng. Conf.* **Vol. 3**, pp. 270–275.
- FEDDERSEN, F., GALLAGHER, E. L., GUZA, R. T. AND ELGAR, S. 2003 The drag coefficient, roughness, and wave-breaking in the nearshore. *J. Coastal Eng.* **Vol. 48**, pp. 189–195.
- FEDOROV, A. V. AND MELVILLE, W. K. 1998 Nonlinear gravity-capillary waves with forcing and dissipation. *J. Fluid Mech.* **Vol. 354**, pp. 1–42.
- J. FENTON 1972 A ninth-order solution for the solitary wave. *J. Fluid Mech.* **Vol. 53**, pp. 257–271.
- GALVIN, C. J. 1968 Breaker type classification. *J. Geophys. Res.* **Vol. 73**, pp. 3651–3659.
- GALVIN, C. J. 1969 Breaker travel and choice of design wave height. *J. Waterw. Harbors Division, ASCE* , pp. 6569.
- GARRETT, C., LI, M. AND FARMER, D. 2000 The connection between bubbles size spectra and energy dissipation rates in the upper ocean. *J. Phys. Oceanogr.* **Vol. 30**, pp. 2163–2171.
- GÓMEZ-GESTEIRA, M. AND DALRYMPLE, R. A. 2004 Using a three-dimensional smoothed particule hydrodynamics method for wave impact on a tall structure. *J. Waterw. Port C-ASCE*. **Vol. 130**, pp. 63–69.

- GÓMEZ-GESTEIRA, D., CERQUEIRO, M., CRESPO, C. AND DALRYMPLE, R. A. 2005 Green water overtopping analyzed with SPH model. *Ocean Eng.* **Vol. 32**, pp. 223–238.
- GREENHOW, M. 1983 Free-surface flows related to breaking waves. *J. Fluid Mech.* **Vol. 134**, pp. 259–275.
- GRILLI, S. T., SKOURUP, J. AND SVENDSEN, I. A. 1989 An efficient boundary element method for non-linear water waves. *Eng. Anal. Bound. Elem.* **Vol. 6(2)**, pp. 97–107.
- GRILLI, S. T., SVENDSEN, I. A. AND SUBRAMANYA, R. 1997 Breaking criterion and characteristics for solitary waves on slopes. *J. Waterw. Port C-ASCE* **Vol. 123(3)**, pp. 102–112.
- GRILLI, S. T., GUYENNE, P. AND DIAS, F. 2001 A fully non-linear model for three-dimensional overturning waves over an arbitrary bottom. *Int. J. Numer. Meth. Fluids* **Vol. 35**, pp. 829–867.
- GRILLI, S. T., GILBERT, R., LUBIN, P., VINCENT, S., ASTRUC, D., LEGENDRE, D., DUVAL, M., DREVARD, D., FRAUNIÉ, P. AND ABADIE, S. 2004 Numerical modelling and experiments for solitary wave shoaling and breaking over a slopping beach. *Proc. 14th Int. Offshore and Polar Eng. Conf.* **Vol. 3**, pp. 306–312.
- GRUE, J. AND JENSEN, A. 2006 Experimental velocities and accelerations in very steep wave events in deep water. *European J. of Mech. B/Fluids* **Vol. 25(5)**, pp. 554–564.
- GUIGNARD, S., MARCER, R., REY, V., KARIF, C. AND FRAUNIÉ, P. 2001 Solitary wave breaking on sloping beaches : 2-D two phase flow numerical simulation by SL-VOF method. *Eur. J. Mech. B/Fluids* **Vol. 20**, pp. 57–74.
- GUYENNE, P. AND GRILLI, S. T. 2003 Numerical study of three-dimensional overturning waves in shallow water. *J. Fluid Mech.* **Vol. 20**, pp. 57–74.
- GUIGNARD, P. D., KATSUTOSHI, T. AND CA, V. T. 2004 Numerical simulation of breaking waves using a two-phase flow model. *Applied Math. Model.* **Vol. 28**, pp. 983–1005.
- HIEU, P. D. AND TANIMOTO, K. 2006 Verification of a VOF-based two-phase flow model for wave breaking and wave-structure interactions. *Ocean Eng.* **Vol. 33**, pp. 1565–1588.
- HIRT, C. W. AND NICHOLS, B. D. 1981 Volume of fluid (VOF) method for the dynamics of free boundaries. *J. Comp. Phys.* **Vol. 39**, pp. 201–225.
- HOQUE, A. AND AOKI, S. I. 2005 Distribution of void fraction under breaking waves in the surf zone. *Ocean Eng.* **Vol. 32**, pp. 1829–1840.
- HONG, W. L. AND WALKER, D. T. 2000 Reynolds-averaged equations for free-surface flows with application to high-Froude-number jet spreading. *J. Fluid Mech.* **Vol. 417**, pp. 183–209.
- HORIKAWA K. 1988 Nearshore dynamics and coastal processes : theory, measurement, and predictive models. *University of Tokyo press*.

- HUBBARD, D. W., GRIFFIN, O. M. AND PELTZER, R. D. 1987 Foam generation and air entrainment near a free surface. *Naval Research Laboratory Memorandum, Washington, DC* No. **6038**, pp. 983–1005.
- HULL, P. AND MÜLLER, G. 2002 An investigation of breaker heights, shapes and pressures. *Ocean Eng.* **Vol. 29**, pp. 59–79.
- JASEN, P. C. M. 1986 Laboratory observations of kinematics in the aerated region of breaking waves. *Coastal Eng.* **Vol. 9(5)**, pp. 453–477.
- KAMRAN SIDDIQUI, M. H., LOEWEN, M. R., RICHARDSON, C., ASHER, W. E. AND JESSUP, A. T. 2001 Simultaneous particle image velocimetry and infrared imagery of microscale breaking waves. *Phys. Fluids* **Vol. 13(7)**, pp. 1891–1903.
- KAWAI, S. 1982 Structure of airflow separation over wind-wave crest. *Bound. Lay. Meteorol.* **Vol. 23**, pp. 503.
- KAWAMURA, H. AND TOBA, Y. 1989 Ordered motion in the turbulent boundary layer over wind waves. *J. Fluid Mech.* **Vol. 197**, pp. 105.
- KOJA, M. 1982 Bubble entrainment in breaking wind wave. *Tellus* **Vol. 34(5)**, pp. 481–489.
- KWAY, J. H. L., LOH, Y. S. AND CHAN, E. S. 1998 Laboratory study of deep-water breaking waves. *Ocean Eng.* **Vol. 25(8)**, pp. 657–676.
- IAFRATI, A., DI MASCIO, A. AND CAMPANA, E. F. 2001 A level set technique applied to unsteady free surface flows. *Int. J. Numer. Meth. Fluids* **Vol. 35**, pp. 281–297.
- IAFRATI, A. AND CAMPANA, E. F. 2003 A domain decomposition approach to compute wave breaking (wave-breaking flow). *Int. J. Numer. Meth. Fluids* **Vol. 41**, pp. 419–445.
- IGLESIAS, L. P., ROJAS, L. P. AND RODRÍGUEZ, R. Z. 2001 Simulation of anti-roll tanks and smoothed particule hydrodynamics. *Ocean Eng.* **Vol. 31**, pp. 1169–1192.
- LAFaurie, B., NARDONE, C., SCARDOVELLI, R., ZALESKI, S. AND ZANETTI, G. 1994 Modelling merging and fragmentation in multiphase flows with SUFER. *J. Comput. Phys.* **Vol. 113**, pp. 134–147.
- LAMARRE, E. AND MELVILLE, W. K. 1991 Air entrainment and dissipation in breaking waves. *Nature* **Vol. 351**, pp. 469–472.
- LAMARRE, E. AND MELVILLE, W. K. 1994 Void-fraction measurements and sound-speed fields in bubble plumes generated by breaking waves. *J. Acoust. Soc. Am.* **Vol. 95(3)**, pp. 1317–1328.
- LAMB, H. 1932 *Hydrodynamics*. Cambridge Univ. Press.
- LEE, Y. G. AND HEO, J. K. 2005 Simulating nonlinear waves on the free surface in surf zones with two-dimensional sloping beach. *Ocean Eng.* **Vol. 35**, pp. 57–84.
- LEGENDRE, D. 1996 Quelques aspects des forces hydrodynamiques et des transferts de chaleur sur une bulle sphérique. *Thèse de l'Institut National Polytechnique de Toulouse, Spécialité Mécanique des Fluides*.

- LEGENDRE, D., BORRE, J. AND MAGNAUDET, J. 1998 Thermal and dynamic evolution of a spherical bubble moving steadily in a superheated or subcooled liquid. *Phys. Fluids* **Vol. 10**, pp. 1256–1272.
- LEGENDRE, D., COLIN, C., FABRE, J. AND MAGNAUDET, J. 1999 Influence of gravity upon the bubble distribution in a turbulent pipe flow : comparison between numerical simulations and experimental data. *J. Chim. Phys.* **Vol. 96**, pp. 951–957.
- LE MEHAUTÉ, B. 1962 On the unsaturated breaker theory and wave run-up. *In. Proc. 8th Conf. on Coastal Eng.*, pp. 77–92.
- LE MOS, C. M 1992 Wave breaking : A numerical Study. *Lecture Notes Eng.*, **Vol. 71**, Springer Verlag.
- LI, J. 1995 Calcul d'interface affine par morceau (Piece Linear Interface Calculation). *C. R. Acad. Sci. Paris Ser. II b* **Vol. 320**, pp. 391–396.
- LIGHTHILL, J. 1978 Waves in fluids. *Cambridge Mathematical Library*, 5th ed..
- LIN, J. C. AND HWUNG, H. H. 1992 External and internal flow fields of plunging breakers. *Experiments in Fluids* **Vol. 12**, pp. 229–237.
- LIN, J. C. AND HWUNG, H. H. 2002 Observation and measurement of the bottom boundary layer flow in the prebreaking zone of shoaling waves. *Coastal Eng.* **Vol. 29**, pp. 1479–1502.
- LIN, P. AND LIU, L. F. 1998 A numerical study of breaking waves in the surf zone. *J. Fluid Mech.* **Vol. 359**, pp. 239–264.
- LIN, J. C. AND ROCKWELL, D. 1994 Instantaneous structures of a breaking wave. *Phys. Fluids* **Vol. 6(9)**, pp. 2877–2879.
- LIN, J. C. AND ROCKWELL, D. 1995 Evolution of a quasi-steady breaking wave. *J. Fluid Mech.* **Vol. 200**, pp. 451–470.
- LIU, P. L. F. 1999 Free surface tracking methods and their applications to wave hydrodynamics. *Adv. on Coastal and Ocean Eng.* **Vol. 5**, pp. 213–240.
- LIU, P. L. F. AND CHENG, Y. 2001 A numerical study of the evolution of a solitary wave over a shelf. *Phys. Fluids* **Vol. 13(6)**, pp. 1660–1667.
- LIU, E. Y. M. AND SHAO, S. 2002 Simulation of near-shore solitary wave mechanics by an incompressible SPH method. *Appl. Ocean Res.* **Vol. 24**, pp. 275–286.
- LOEWEN, M. R. AND MELVILLE, W. K. 1991a Microwave backscatter and acoustic radiation from breaking waves. *J. Fluid Mech.* **Vol. 224**, pp. 601–623.
- LOEWEN, M. R. AND MELVILLE, W. K. 1991b A model of the sound generated by breaking waves. *J. Acoust. Soc. Am.* **Vol. 90**, pp. 2075–2080.
- LONGUET-HIGGINS, M. S. 1980 On the forming of sharp corners at a free surface. *Proc. R. Soc. London Ser. A* **Vol. 371**, pp. 453–478.

- LONGUET-HIGGINS, M. S. 1982 Parametric solutions for breaking waves. *J. Fluid Mech.* **Vol. 121**, pp. 403–424.
- LONGUET-HIGGINS, M. S. 1983 Rotating hyperbolic flow : particule trajectories and parametric representation. *Q. J. Appl. Maths* **Vol. 36**, pp. 247.
- LONGUET-HIGGINS, M. S. 1987 The propagation of short surface waves on longer gravity waves. *J. Fluid Mech.* **Vol. 177**, pp. 293–306.
- LONGUET-HIGGINS, M. S. 1988 Deep-water plunging breaker : a comparison between potential theory and experiments. *J. Fluid Mech.* **Vol. 189**, pp. 423–442.
- LONGUET-HIGGINS, M. S. 1994 Shear instabilities in spilling breakers. *Proc. R. Soc. London Ser. A* **Vol. 446**, pp. 399–409.
- LONGUET-HIGGINS, M. S. 1996 Capillary jumps on deep water. *J. Phys. Oceanogr.* **Vol. 26(9)**, pp. 1957–1965.
- LONGUET-HIGGINS, M. S. AND COKELET, E. D. 1976 The deformation of steep surface waves on water. I. A numerical method of computation. *Proc. R. Soc. London Ser. A* **Vol. 358**, pp. 1–26.
- LONGUET-HIGGINS, M. S. AND CLEAVER, R. P. 1994 Crest instabilities of gravity waves. 1. The most highest wave. *J. Fluid Mech.* **Vol. 258**, pp. 115–129.
- LONGUET-HIGGINS, M. S., CLEAVER, R. P. AND FOX, M. J. H. 1994 Crest instabilities of gravity waves. 2. Matching and asymptotic analysis. *J. Fluid Mech.* **Vol. 259**, pp. 333–344.
- LONGUET-HIGGINS, M. S. AND DOMMERMUTH, D. G. 1997 Crest instabilities of gravity waves. Part. 3. Nonlinear development and breaking. *J. Fluid Mech.* **Vol. 336**, pp. 33–50.
- LONGUET-HIGGINS, M. S. AND TANAKA, M. 1997 On the crest instabilities of steep surface waves. *J. Fluid Mech.* **Vol. 336**, pp. 51–68.
- LONGUET-HIGGINS, M. S. AND TURNER, J. S. 1974 An 'entraining plume' model of a spilling breaker. *J. Fluid Mech.* **Vol. 63**, pp. 1–20.
- LUBIN, P. 2004 Simulation of plunging breaking waves. *Thèse Université de Bordeaux I*.
- LUBIN, P., VINCENT, S., CALTAGIRONE, J. P. AND ABADIE, S. 2003 Fully three-dimensional direct simulation of a plunging breaker. *C. R. Mécanique* **Vol. 331**, pp. 495–501.
- LUBIN, P., VINCENT, S., CALTAGIRONE, J. P. AND ABADIE, S. 2006 Three-dimensional Large Eddy Simulation of air entrainment under plunging breaking waves. *Coastal Eng.* **Vol. 53**, pp. 631–655.
- LUECK, R. AND REID, R. 1984 On the production and dissipation of mechanical energy in the ocean. *J. Geophys. Res.* **Vol. 89**, pp. 3439–3445.
- MADSEN, P. A. AND SHÄFFER, H. A. 1999 A review of Boussinesq-type equations for surface gravity waves. *Adv. in Coastal and Ocean Eng.* **Vol. 5**, pp. 1–94.

- MAGNAUDET, J., RIVERO, M. AND FABRE, J. 1995 Accelerated flows past a rigid sphere or a spherical bubble. Part. I : Steady straining flow. *J. Fluid Mech.* **Vol. 284**, pp. 97–135.
- MASE, P. A. AND KIRBY, J. T. 1992 Hybrid frequency-domain KdV equation for random wave transformation. *Proc. 23rd ICCE, Am. Soc. of Civ. Eng., New York*, pp. 474–487.
- MCCOWAN'S, J. 1894 On the highest wave of permanent type. *Phil. Mag.* **Vol. 38(5)**, pp. 351–358.
- MCLEAN, J. W. 1982 Instabilities of finite-amplitude water waves. *J. Fluid Mech.* **Vol. 114**, pp. 315–330.
- MCLEAN, J. W., MA, Y. C., MARTIN, D. U., SAFFMAN, P. J. AND FOX, H. C. 1981 Three-dimensional instability of finite-amplitude water waves. *Phys. Rev. Lett.* **Vol. 46**, pp. 817–820.
- MELVILLE, W. K. 1982 The instability and breaking of deep-water waves. *J. Fluid Mech.* **Vol. 115**, pp. 163–185.
- MELVILLE, W. K. 1983 Wave modulation and break down. *J. Fluid Mech.* **Vol. 128**, pp. 489–506.
- MELVILLE, W. K. 1994 Energy dissipation by breaking waves. *J. Phys. Ocean.* **Vol. 128**, pp. 2041–2049.
- MELVILLE, W. K. 1996 The role of surface-wave breaking in air-sea interaction. *Annu. Rev. Fluid Mech.* **Vol. 28**, pp. 279–321.
- MELVILLE, W. K. AND RAPP, R. J. 1985 Momentum flux in breaking waves. *Nature* **Vol. 317**, pp. 514–516.
- MELVILLE, W. K. AND RAPP, R. J. 1988 The surface velocity field in steep and breaking waves. *J. Fluid Mech.* **Vol. 189**, pp. 1–22.
- MELVILLE, W. K., RAPP, R. J., FELIZARDO, F. C., JESSUP, A. T. AND BUCKINGHAM, M. J. 1988 Acoustic and microwave signatures of breaking waves. *Nature* **Vol. 336**, pp. 54–59.
- MELVILLE, W. K., VERON, F. AND WHITE, C. J. 2002 The velocity field under breaking waves : coherent structures and turbulence. *J. Fluid Mech.* **Vol. 454**, pp. 203–233.
- MEMOS, C. D., KARAMBAS, TH. V. AND AVEGERIS, I. 2005 Irregular wave transformation in the nearshore zone : experimental investigation and comparison with a higher order Boussinesq model. *Coastal Eng.* **Vol. 32**, pp. 1465–1485.
- MERLE, A. 2004 Effets de la turbulence sur l'hydrodynamique d'une bulle sphérique. *Thèse de l'Institut National Polytechnique de Toulouse, Spécialité Mécanique des Fluides*.
- MERLE, A., LEGENDRE, D. AND MAGNAUDET, J. 2005 Forces on a high-Reynolds-number spherical bubble in a turbulent flow. *J. Fluid Mech.* **Vol. 532**, pp. 53–62.

- MICHE, M. 1944 Le pouvoir réfléchissant des ouvrages maritimes exposés à l'action de la houle. *Ann. Ponts Chaussées* **Vol. 121**, pp. 285–318.
- MITSUYASU, H. 1985 A note on the momentum transfert from wind wave. *J. Geophys. Res.* **Vol. 90**, pp. 3343–3345.
- MONAGHAN, J. J. 1994 Simulating free surface flows with SPH. *J. Comput. Phys.* **Vol. 110**, pp. 399–406.
- MONAGHAN, J. J., BICKNELL, P. J. AND HUMBLE, R. J. 1994 Volcanoes, Tsunami and the demise of the Minoans. *Physica D* **Vol. 77**, pp. 217–228.
- MONAGHAN, J. J. AND KOS, A. 1999 Solitary waves on a Cretan beach. *J. waterway, Port, Coastal and Ocean Eng.* **Vol. 125**, pp. 145–154.
- MOORE, D. W. 1963 The boundary layer on a spherical gas bubble. *J. Fluid Mech.* **Vol. 16**, pp. 161–176.
- MYINT, S. AND GRIMSHAW, R. 1995 The modulation of nonlinear wavetrains by dissipative terms in Korteweg-de Vries equation. *Wave Motion* **Vol. 22**, pp. 215–238.
- NADAOKA, N., HINO, M. AND KOYAONO, Y. 1989 Structure of the turbulent flow field under breaking waves in surf zone. *J. Fluid Mech.* **Vol. 204**, pp. 359–387.
- NEW, A. 1983 A class of elliptical free surface flows. *J. Fluid Mech.* **Vol. 130**, pp. 219–239.
- NEW, A., MCIVER, P. AND PEREGRINE, D. H. 1985 Computations of breaking waves. *J. Fluid Mech.* **Vol. 150**, pp. 233–251.
- OZANNE, F., CHADWICK, A. J., HUNTLEY, D. A., SIMMONDS, D. J. AND LAWRENCE, J. 2000 Velocity predictions for shoaling and breaking waves with a Boussinesq-type model. *Coastal Eng.* **Vol. 41**, pp. 361–397.
- PEREGRINE, D. H. 1983 Breaking waves on beaches. *Ann. Rev. Fluid Mech.* **Vol. 15**, pp. 149–178.
- PEREGRINE, D. H. AND SVENDSEN, I. A. 1978 Spilling breakers, bores and hydraulic jumps. *Proc. ICCE, Hamburg* **Vol. 1**, pp. 540–550.
- PEREGRINE, D. H., COKELET, E. D. AND MCIVER, P. 1980 The fluid mechanics of waves approaching breaking. *Proc. 17th ICCE*, pp. 512–528.
- NEW, M., HE, J. H. AND BERNAL, L. P. 1996 An experimental study of deep water plunging breakers. *Phys. Fluids* **Vol. 8(9)**, pp. 2365–2374.
- PERLIN, M. AND SCHULTZ, W. W. 2000 Capillary effects on surface waves. *Annu. Rev. Fluid Mech.* **Vol. 32**, pp. 241–274.
- PETIT, H. A. H., VAN GENT, M. R. A. AND VAN DEN BOSCH, P. 1994 Numerical simulation and validation of plunging breakers using 2D Navier-Stokes model. *Proc. 24th ICCE, Kobe, Japan*, pp. 511–524.
- PEYRET, R. AND TAYLOR, T. 1983 Computational methods for fluid flow. *Springer-Verlag*.

- PHILLIPS, F. R. S. 1966 The dynamics of the upper ocean. *Cambridge Univ. Press*, *sd edition*.
- PHILLIPS, O. M. 1985 Spectral and statistical properties of the equilibrium range of wind-generated gravity waves. *J. Fluid Mech.* **Vol. 156**, pp. 505–531.
- POPINET, S. AND ZALESKI, S. 1999 A front tracking algorithm for accurate representation of surface tension. *Int. J. Numer. Meth.* **Vol. F1. 30**, pp.775–531.
- QIAO, H. AND DUNCAN, J. H. 2001 Gentle spilling breakers : crest flow-field evolution. *J. Fluid Mech.* **Vol. 439**, pp. 57–85.
- RAMBERG, S. E. AND GRIFFINS, O. M. 1987 Laboratory study of steep and breaking deep water waves. *J. Waterw. Port. C-ASCE* **Vol. 113**, pp. 493–506.
- RAPP, R. J. AND MELVILLE, W. K. 1990 Laboratory measurements of deep-water breaking waves. *Philos. Trans. Roy. Soc. London A* **Vol. 331**, pp. 735–800.
- REUL, N., BRANGER, H. AND GIOVANANGELI, J. P. 1999 Air flow separation over unsteady breaking waves. *Phys. of Fluid* **Vol. 11**, pp. 1959–1961.
- RIVERO, M. 1991 Etude par simulation numérique des forces exercées sur une inclusion sphérique par un écoulement accéléré. *Thèse de l'Institut National Polytechnique de Toulouse, Spécialité Mécanique des Fluides*.
- RUDMAN, M. 1997 Volume-tracking methods for interfacial flow calculations. *Int. J. Num. Meth. Fluids* **Vol. 24**, pp. 671–691.
- SAKAI, T., MIZUTANI, T., TANAKA, H. AND TADA, Y. 1986 Vortex formation in plunging breaker. *Proc. 20th ICCE*, pp. 711–723.
- SCARDOVELLI, R. AND ZALESKI, R. 1999 Direct numerical simulation of free-surface and interfacial flow. *Annu. Rev. Fluid Mech.* **Vol. 31**, pp. 567–603.
- SKYNER, D. 1996 A comparison of numerical and experimental measurements of the internal kinematics of a deep-water plunging wave. *J. Fluid Mech.* **Vol. 315**, pp. 51–64.
- SONG, C. AND SIRVIENTE, A. I. 2004 A numerical study of breaking waves. *Phys. Fluids* **Vol. 16(7)**, pp. 2649–2667.
- STAISSINE, M. AND KROSZYNSKI, U. I. 1982 Long-time evolution of an unstable water-wave train. *J. Fluid Mech.* **Vol. 116**, pp. 207–225.
- SU, M. Y., BERGIN, M., MARLEV, P. AND MYRICK, R. J. 1982 Experiments on nonlinear instabilities and evolution of steep gravity-wave trains. *J. Fluid Mech.* **Vol. 124**, pp. 45–72.
- SVENDSEN, I. A., VEERAMONG, J., BAKUNIN, J. AND KIRBY, J. T. 2000 The flow in weak turbulent hydraulic jumps. *J. Fluid Mech.* **Vol. 418**, pp. 25–57.
- TAKIKAWA, K., YAMADA, F. AND MATSUMOTO, K. 1997 Internal characteristics and numerical analysis of plunging breaker on a slope. *Coastal Eng.* **Vol. 31**, pp. 143–161.

- TANAKA, M. 1983 The stability of steep gravity waves. *J. Phys. Soc. Japan.* **Vol. 52**, pp. 3047–3055.
- TING, F. C. K. AND KIRBY, J. T. 1994 Observation of undertow and turbulence in a laboratory surf zone. *Coastal Eng.* **Vol. 24**, pp. 51–80.
- TAKIKAWA, K., YAMADA, F. AND MATSUMOTO, K. 2005 Spacial variations of waves propagating over a submerged rectangular obstacle. *Ocean Eng.* **Vol. 32**, pp. 1448–1464.
- THORPE, S. S. 1983 Energy lost by breaking waves. *J. Phys. Oceanogr.* **Vol. 23**, pp. 2498–2502.
- TSAI, C. P., CHEN, H. B., HWUNG, H. H. AND HUANG, M. J. 2005 Examination of empirical formulas for wave shoaling and breaking on steep slopes. *Ocean Eng.* **Vol. 32**, pp. 469–483.
- VAILLARD, T. 2002 Etude numérique du déferlement d’une onde de surface en eau peu profonde. *Rapport de DEA de l’Institut National Polytechnique de Toulouse.*
- VINGE, T. AND BREVIK, P. 1981 Numerical simulation of breaking waves. *Adv. Water Resour.* **Vol. 4**, pp. 77–82.
- WANG, P., YAO, Y. AND TULIN, M. P. 1994 Wave groups evolution, wave deformation, and breaking ; simulations using LONGTANK, a numerical wave tank. *Int. J. Offshore Polar Eng.* **Vol. 4(2)**, pp. 200–205.
- WATANABE, Y. AND SAEKI, H. 1999 Three-dimentional Large Eddy Simulation of breaking waves. *Coastal Eng. J. in Japan* **Vol. 41(2)**, pp. 281–301.
- WATANABE, Y. AND SAEKI, H. 2002 Velocity field after breaking. *Int. J. Numer. Meth. Fluids* **Vol. 39**, pp. 607–637.
- WEGGEL, J. R. 1972 Maximum breaker height for design. *Proc. 13th ICCE* , pp. 419–432.
- WOOD, D. J., MUTTRAY, M. AND OUMERACI, H. 2001 The SWAN model used to study wave evolution in a flume. *Ocean Eng.* **Vol. 28**, pp. 805–823.
- WUNSCH, C. AND FERRARI, R. 2004 Vertical mixing, energy, and the general circulation of the oceans. *Annu. Rev. Fluid Mech.* **Vol. 36**, pp. 281–314.
- YANG, C. AND TRYGGVASON, R. 1997 Dissipation of energy by finite-amplitude surface waves. *Computers and Fluids* **Vol. 27(7)**, pp. 829–845.
- YAMADA, F. AND TAKIKAWA, K. 1999 Numerical models with Reynolds equation based energy dissipation for plunging breakers on a uniform slope. *Coastal Eng. in Japan* **Vol. 41**, pp. 247–267.
- YASUDA, T. AND MORI, N. 1997 Roles of sideband instability and mode coupling in forming water-wave chaos. *Wave Motion* **Vol. 26**, pp. 163–185.
- YASUDA, T., MUTSUDA, H. AND MIZUTANI, N. 1997 Kinematics of overturning solitary waves and their relations to breaker types. *Coastal Eng.* **Vol. 29**, pp. 317–346.

- YOKOJIMA, S. AND STREET, R. L. 2004 A Level-set simulation of incompressible free-surface flow over a trench. *5th Int Conf. on Multiphase Flow, Yokohama, Japan* **Vol. 235**.
- YUEN, H. C. AND LAKE, B. M. 1980 Instabilities of waves on deep water. *Annu. Rev. Fluid Mech.* **Vol. 12**, pp. 303–334.
- ZALESAK, S. T. 1979 Fully multidimensional Flux-Corrected Transport algorithms for fluids. *J. Comp. Phys.* **Vol. 127**, pp. 179–195.
- ZANG, D. AND SANAMURA, T. 1990 Conditions for the occurrence of vortices induced by breaking waves. *Coastal Eng. J. in Japan* **Vol. 33(2)**, pp. 145–155.
- ZANG, J. AND MELVILLE, W. K. 1990 Evolution of weakly nonlinear short waves riding on long gravity waves. *J. Fluid Mech.* **Vol. 214**, pp. 321–346.
- ZANG, J. AND MELVILLE, W. K. 1992 On the stability of weakly short waves on finite-amplitude long gravity waves. *J. Fluid Mech.* **Vol. 243**, pp. 51–72.
- ZHAO, Q., SVENDSEN, I. A. AND HASS, K. 2003 Three-dimensional effects in shear waves. *J. Geophys. Res.* **Vol. 108(C8)**, pp. 3270.
- ZHAO, Q., TANIMOTO, S. AND TANIMOTO, K. 2004 Numerical simulation of breaking waves by multi-scale turbulence model. *Coastal Eng.* **Vol. 51**, pp. 53–80.
- ZHU, Y., OGUZ, H. N. AND PROSPERETTI, A. 2000 On the mechanism of air entrainment by liquid jets at a free surface. *J. Fluid Mech.* **Vol. 404**, pp. 151–177.

Annexe A

Two-phase Flow Modeling of Breaking Waves without Interface Reconstruction

M. Duval, D. Astruc, D. Legendre
Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse
UMR 5502 CNRS-INPT-UPS
Allée du Pr. C. Soula, 31400 Toulouse, France
duval@imft.fr, astruc@imft.fr, legendre@imft.fr

ABSTRACT

The relevance of a Navier Stokes VOF model without interface reconstruction for wave breaking modeling is investigated. First, a Stokes wave in deep water leading to a plunging breaker is performed and shows to the same breaking dynamics as interface-reconstructed computations. Energy dissipation, air entrainment and vorticity dynamics are also investigated. Second, the breaking of a solitary wave over a submerged reef is computed. The results are similar to the potential flow computations in the early stage of the development of the breaker. However a lack in the grid resolution prevents a proper computation of the developed roller.

KEY WORDS:

VOF computation; Stokes wave; Solitary wave; breaking wave.

1- INTRODUCTION

Surface wave breaking has received considerable attention over the last decades not only for its fundamental interest but for its practical relevance in coastal dynamics (forces induced on coastal structure, spray generation, sediment suspension ...) as well as in oceanography (air-sea interactions ...) (Melville, 1996). Wave breaking is responsible for turbulence generation and controls mass and momentum fluxes et energy dissipation rate. Experimental measurements are an indispensable source of data to analyse the wave breaking phenomenon (Bonmarin, 1989). An other way to investigate the breaking event is numerical modeling. The computational methods can be schematically divided in two groups. The first group consist in methods in which the grid is adapted or deformed to follow the motion of the interface. In such approach the boundary integral methods (Longuet-Higgins et Cokelet, 1976, 1978) provide solutions for the surface deformation until the flow can be assumed to be potential. Numerical approaches have also been developed where the full Navier-Stokes equations are solved in each fluid, the properties of both fluids and the surface

tension are involved to satisfy exactly at the interface, the matching conditions corresponding to mass and momentum conservation. Such methods are limited to the first stage of breaking i.e. before strong deformation of the interface where adaptative grid methods are limited. In the second group of methods, the flow is computed on a fixed grid in which the interfaces move freely. Among these methods the most popular remains the Volume Of Fluid (VOF) approach originates in the pioneering work of Hirt and Nichols (1981). This method have been improved in several aspects in the recent years (Scardovelli and Zaleski, 1999) and used to simulate breaking waves (Chen, Kharif, Zaleski and Lie, 1999, Abadie, Caltagironne and Watremez, 1998). The numerical method used in this study (Benkenida and Magnaudet, 1999) can be classified as a VOF method. An important point in the present method is that, like in the Level Set techniques, no interface reconstruction algorithm is used, allowing to follow strong deformations of the interface up to two-phase scales smaller than the grid definition.

The objective of this work is to validate this approach for wave breaking computations. Two different physical situations, a Stokes wave in deep water and a solitary wave over a submerged reef in shallow water, are investigated to validate the computation results by comparison with other numerical and experimental data.

2-NUMERICAL MODEL

As usual in VOF methods, the incompressible two-phase flow used in this study (Benkenida and Magnaudet, 1999) is assumed to be governed equations:

$$\begin{aligned}\nabla \cdot \underline{u} &= 0 \\ \frac{\partial(\rho \underline{u})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \underline{u} \underline{u}) &= -\nabla p + \nabla \cdot \underline{T} + \rho \underline{g} + < 2\sigma H \delta_I \underline{n} >\end{aligned}\quad (1)$$

where \underline{u} and p denote the velocity and the pressure fields, ρ is the local density of the two-phase medium, \underline{T} its viscous stress tensor, \underline{g} is the gravity and σ is the surface tension. The last term in the momentum equation is the capillary force per unit volume acting on the interfaces and is solved using a continuous formulation (Brackbill, Kothe and Zemach, 1992). The shape and topology of the interface are governed by evolution of a function C which satisfies the conservation equation:

$$\frac{\partial C}{\partial t} + \underline{u} \cdot \nabla C = 0 \quad (2)$$

C is defined everywhere in the flow and belongs the interval 0.1 and may be interpreted as the local volume fraction of one of the two fluids (hereinafter chosen to be fluid 1). Eq. 2 is solved using Zalesak's scheme (Zalesak, 1979) for hyperbolic equations. This scheme belongs to the group of Flux Corrected Transport schemes. It is implemented here in its one-dimensional version in which Eq. 2 is split along each space direction and the corresponding one-dimensional problems are solved successively in an uncoupled manner in order to minimize the distortion of interfaces. The density ρ and the viscosity μ characterising the two-phase medium are defined as:

$$\begin{aligned} \rho &= \rho_1 C + (1 - C) \rho_2 \\ \mu &= \mu_1 C + (1 - C) \mu_2 \end{aligned} \quad (3)$$

The discretisation makes use of a staggered mesh and the equations are integrated in space using a finite volume method with second-order accuracy. Advection and viscous terms are computed through a second-order time accurate Range-Kutta/Crank-Nicolson algorithm while incompressibility is satisfied at the end of each time step by direct inversion of a 2D Poisson equation for an auxiliary potential.

3- STOKES WAVE BREAKING IN DEEP WATER

3.1- Physical and Numerical Configuration

To test the ability of our numerical method (without interface reconstruction) to simulate a plunging breaker, the configuration of a Stokes wave in deep water proposed by Chen, Kharif, Zaleski and Lie (1999) is used. The initial condition is a third order Stokes wave of wave length λ and amplitude a (Lamb, 1932), velocity field is implemented with the potential theory in the liquid phase while the gas is at rest. The physical problem is controlled by five non dimensional numbers: the Reynolds number, $Re = \rho_L g^{1/2} \lambda^{3/2} / \mu_L = 10^4$, the Bond number, $B = \rho_L g \lambda^2 / \sigma = 10^4$, the slope of the surface wave, $\varepsilon = 2\pi a / \lambda = 0.55$, the ratio of densities and viscosities, $\bar{\rho} = \rho_G / \rho_L = 0.01$ and $\bar{\mu} = \mu_G / \mu_L = 0.4$. We should notice that the values of the physical properties chosen by Chen, Kharif, Zaleski and Lie (1999) are not those of air and water. In deep water, wave breaks under wind forces, interaction with currents or other waves. In this numerical study, the initial condition is unstable, so that breaking occurs.

The computations are performed in a square domain which size is one wavelength using 200x200 irregular grid. The mesh is uniform over the horizontal axis: $\Delta x = 5 \cdot 10^{-3} \lambda$, on the vertical axis a uniform region in the center with a cell size $\Delta y = 1.67 \cdot 10^{-3} \lambda$ is surrounded by two areas with increasing cell size towards the top and the bottom of the computational domain. Periodic boundary conditions are used on lateral sides and symmetry conditions on the bottom boundaries. All the results are plotted in a frame of reference moving with the wave.

3.2-Results

3.2.1- Free surface dynamics: general description

Figure 1 shows the free-surface profiles at different stages of the wave

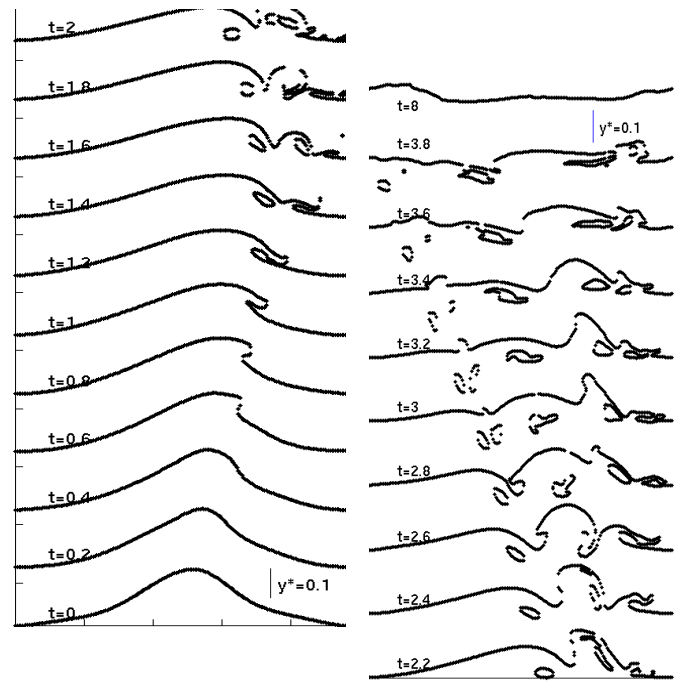


Fig. 1- Free-surface profiles ($C=0.5$)

evolution. In the first stage of the wave evolution, the wave crest steepen until the front face of the wave becomes vertical, then a liquid jet is formed, grows and fall on the forward free-surface under gravity influence in an overturning movement. Follows, the jet impact which causes a gas pocket entrainment and the ejection of a secondary jet (the splash up). The splash up grows and evolves in an overturning movement comparable to those of the initial jet and four successive cycles of splash up can be observed. At the end of the computation, the free-surface recovers the mean water level. We notice that at the end of the computation, the last splash up interact with the back of the wave due to the periodic conditions used on lateral boundaries. The dynamics of the free-surface agrees qualitatively with these Chen, Kharif, Zaleski and Lie (1999) results. However, the impact of the jet occurs earlier with our method.

We can notice that there is an interaction between the front face of the initial wave and the rear part of the splash up falling over it. This process is responsible for air entrainment and can be observed at each splash up cycle. This phenomenon is well described by Bonmarin (1989) and the numerical method used seems to reproduce it correctly. The major part of the gas is entrained during the plunging of the initial jet. Significant quantities of air are entrained during the wave breaking, so that a significant quantity of the wave energy might be dissipated against the buoyancy forces. At the end of the computation, few bubbles are still present in the liquid phase.

3.2.2- The overturning motion

At the jet ejection (Fig. 2-a), we observe that velocity vectors have an important horizontal component which may reach 1.5 times the phase speed (in the fixed frame) at the tip of the jet. The velocity vectors have also an important vertical component directed toward the bottom due to the gravity force. The jet maintains this velocity distribution at the end of the overturning movement (Fig. 2-b), with an increase of the horizontal velocity component up to almost two times the phase speed at the tip of the jet. The gaseous area inside the breaker, is under influence of a local increase of pressure gradients (Fig. 3) which alters locally the velocity at the tip of the jet. A major difference with the Chen, Kharif, Zaleski and Lie (1999) computation lies in the presence of a rounded outgrowth on the jet which can be interpreted as a spray region caused by the shear within the two phases. This spray has an

ascending motion during the overturning process and has a density lower than the liquid density.

We also notice that during the overturning process, the wave amplitude decreases is about 34% of the initial wave amplitude.

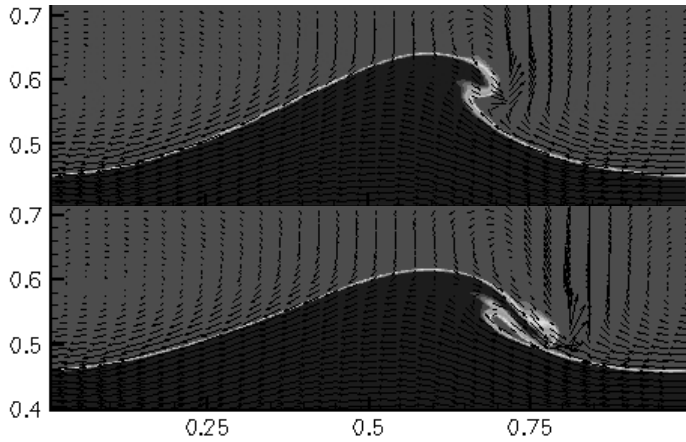


Fig. 2- Free-surface profiles at non dimensional time $t = t^* \sqrt{\lambda/g}$ at the top $t^*=0.85$ and at the bottom $t^*=1.20$

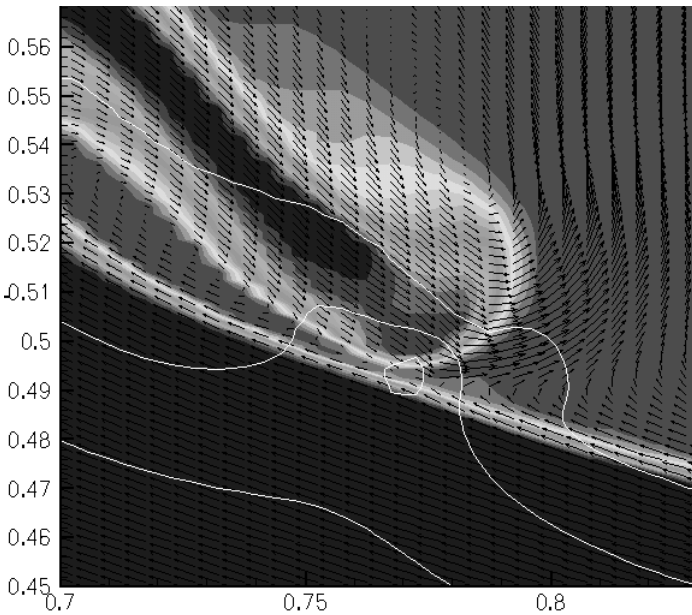


Fig. 3- Velocity field at the tip of the jet and isopressure contour at $t^*=1.20$

3.2.3- Phenomenon of splash up

In a first stage of the impact (Fig. 4-a), the jet seems to bounce and the fluid of the jet is transferred into the secondary jet. In the last stage (Fig. 4-b), the jet seems to cross the surface when the drainage of the gas enclosed in the breaker stops. The jet impact pushes forward a bulk of previously undisturbed liquid entraining the development of the splash up. According to Bonmarin (1989), the first splash up for plunging breaker can reach the amplitude of the initial wave. In our computations the amplitude of the splash up reaches 97% of the initial amplitude.

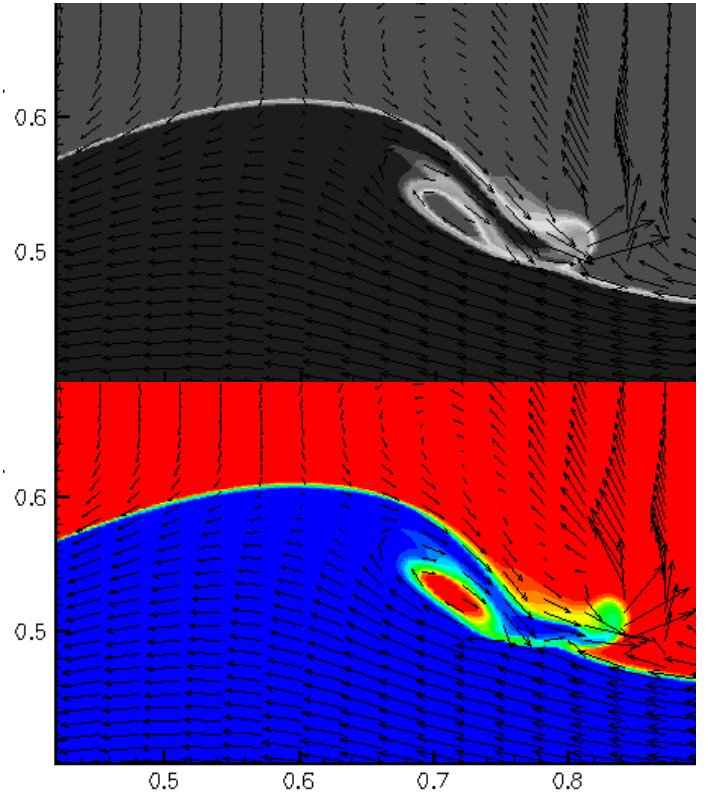


Fig. 4- Void fraction at the two stages of the splash up generation at the top $t^*=1.25$ and at the bottom $t^*=1.30$

3.2.4- Vorticity generation

Initially the two phases are almost vorticity free, apart from the free-surface where the vorticity is concentrated with a maximum at the wave crest where the curvature of the surface is maximum. During the steepening of the wave crest (Fig. 5-a), the vorticity is slightly diffused by viscosity in the two phases, its maximum being still located at the crest. Intense vorticity areas are developed during the overturning process (Fig. 5-b): positive vorticities are generated at the tip of the jet and in the spray, while negative vorticities appear in the region under the jet where the air is entrained and under the surface forward. The maximum of vorticity which reaches 7.56 times the initial maximum value occurs just after the jet impact. Splash up cycles (Fig. 5-c) develop also high vortical events: beneath the surface, negative vorticity are observed around the air entrained and in the gas phase, positive vorticity are generated at points of maximum interface curvature. We can notice (Figure 5-d) that the splash up look like two water masses turning in opposite direction. The fall of the rear part of the splash up on the front face of the initial wave causes the secondary air entrainment event.

3.2.4- Energies

The total mechanical energy E the sum of potential energy E_p , kinetic energy E_c and energy associated to capillary forces Γ . An estimation of the order of magnitude shows that the capillary energy is 100 times lower than the two other and can therefore be neglected.

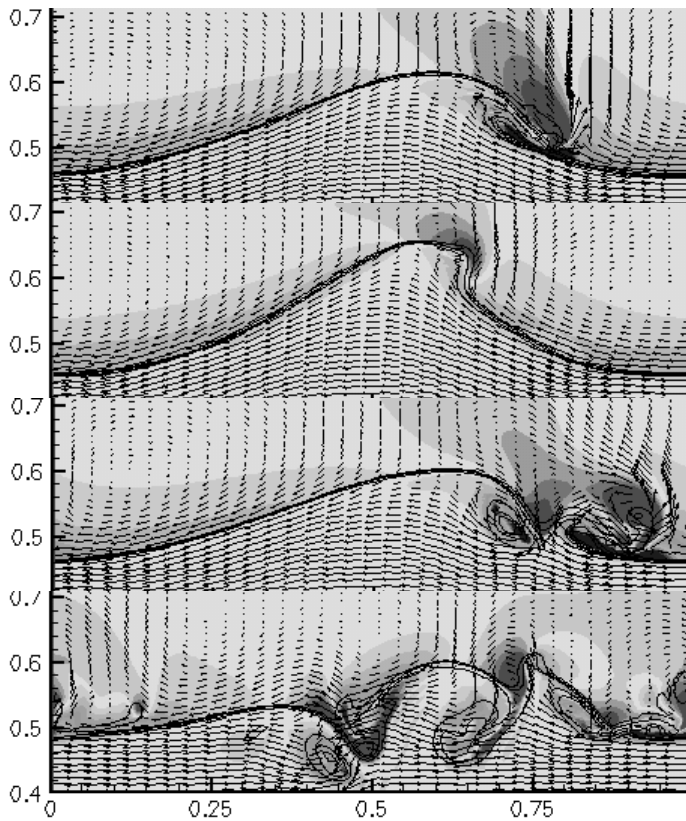


Fig. 5- Vorticity field at a) $t^*=0.55$, b) $t^*=1.20$, c) $t^*=1.50$ and d) $t^*=2.80$, with velocity vectors

Figure 6 shows that the mechanical energy decreases with time. In a first stage, it decreases up to the impact of the jet and then decrease like $t^{-1/4}$. At the end of the computation the potential energy of the wave has vanished as the free-surface is at the still water level. We found that more than 97% (5% in the wave frame) of the mechanical energy is dissipated in the breaking process. This result seems reasonable with Chen, Kharif, Zaleski and Lie simulations which have 90% of the total mechanical energy dissipated.

Figure 6 also shows the evolution of the potential and kinetic energies. In a first stage, the potential energy increases up to the breaking time reaching 1.016 its initial value, while the kinetic energy decreases. The potential energy decrease during the wave overturning and at the impact of the jet $t^*=1.25$, the kinetic energy reaches its maximum while the potential energy becomes minimum. We observe that at each increase of the potential energy corresponds a decrease of the kinetic energy and vice versa. There is a transfer between the two energies during splash up cycles, like the bounce of a solid ball on a rigid surface.

The energy dissipation rate obtained by integration in whole domain (Fig. 7) decreases up to the breaking time and has an important increase after, reaching around 1.81 times its initial value at the impact of the jet. The increase continues up to the impact of the secondary jet, the energy dissipation rate reaching 2.3 times its initial value. The energy dissipation rate decreases with fluctuations later corresponding to the different overturn movements of the splash up cycles. We can see on figure 8 that the energy is dissipated principally around impact points and that this dissipation is a local process.

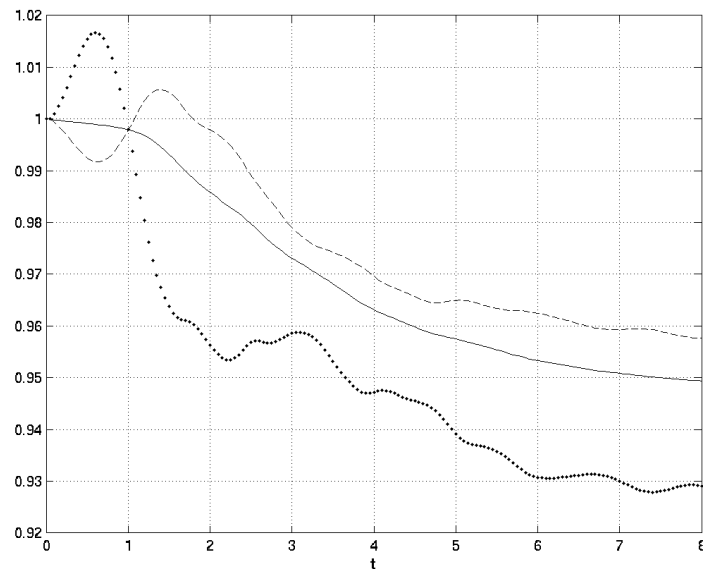


Fig. 6- Evolution of the mechanical energy E in solid line, of the potential energy E_p in dotted line and of the kinetic energy E_c in dashed line normalised by their initial values

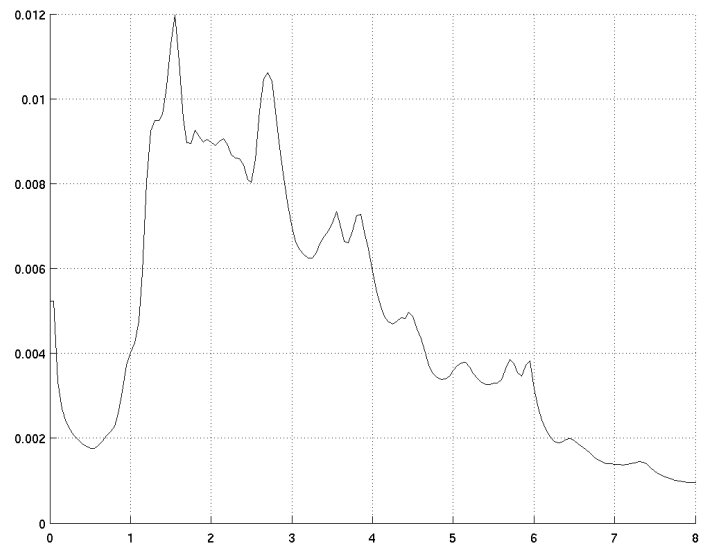


Fig. 7- Energy dissipation rate evolution

4- SOLITARY WAVE BREAKING OVER A SUBMERGED REEF

4.1-Physical and Numerical Configuration

The configuration of Yasuda, Mutsuda and Mizutani (1997) is used to study a solitary wave breaking over a submerged reef. The initial condition is a ninth order solitary wave proposed by Fenton (1972). The following ratios are chosen to get plunging breaker: $R/h=0.6$ and $a/h=0.5$, where a is the wave amplitude, R the reef height and h the mean water level. Actual air and water properties are used in our computations. Calculations are made in a rectangular domain, of 20 meters long and 1.5 meters height. A rectangular reef of 0.26 meters height is located 15 meters from the left boundary and the initial solitary wave is centred at 11.5 meters.

The grid is non uniform on the two axes but a region centred over the reef where the wave breaks is uniformly meshed with $\Delta x = 0.01$ m and $\Delta y = 0.005$ m. A constant step time is used for the simulations: $\Delta t = 5.10^{-4}$ s.

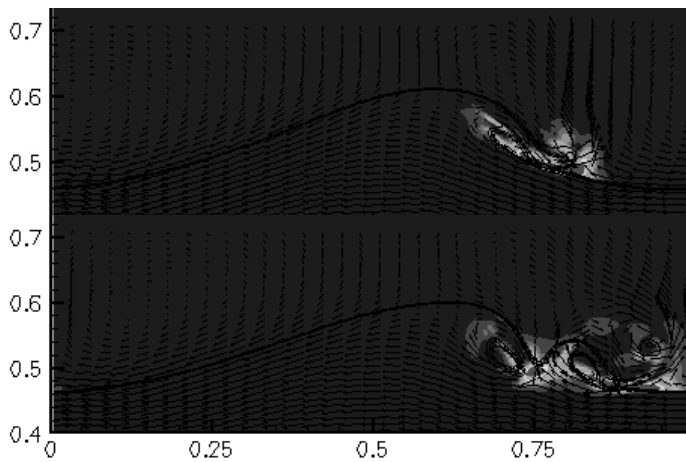


Fig. 8- Energy dissipation rate repartition in the domain at the top $t^*=1.25$ and at the bottom $t^*=1.55$

4.2- Results

4.2.1- Free-Surface dynamics: general description

In a first stage (Fig.9), the solitary wave propagates without deformation. When it reaches the reef, the crest begin to steepen. We can observe on the rear part of the surface wave, a deformation which can be associated to the adaptation of the wave speed at the new depth as the solitary wave celerity is function of the depth. The wave continues to steepen up to the breaking point. A jet seems to be ejected but the wave degenerate in a bore. Thus this breaking event is closed to a spilling breaker than a plunging breaking. The dissymetrisation of the wave can be explained by the presence of the reef. Indeed a wave propagating into two different water depths causes a refraction of the surface wave is characterized by the increase of the amplitude and the wave instability.

To compare our results with the potential theory (Yasuda, Mutsuda and Mizutani, 1997), we plot on figure 10 free-surface dynamics profiles obtained at different time of the wave evolution. Qualitatively, we can observe that the profiles are very similar before the breaking point. The profiles are almost identical in the front and the rear part of the wave surface. However a difference occurs for the wave height which may reach 5.46 % of the wave height for the 0.5 void fraction contours. We should remain that the potential theory do not take into account the gas phase. The mesh size used in this computation seems to coarse to correctly capture the physical process as the latter stages of the breaking is not so well modelled. A resolution comparable to those used in the Stokes wave computation showed be used instead.

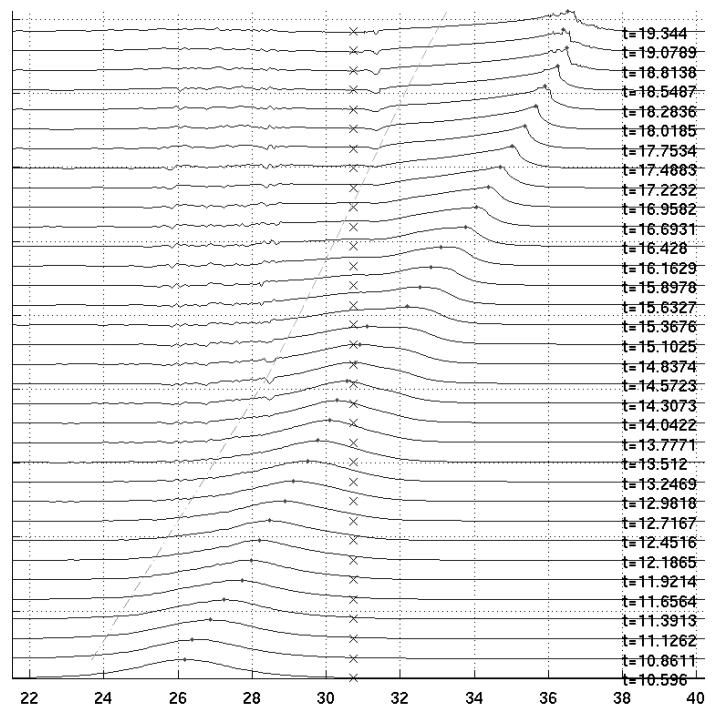


Fig. 9- Profiles of the solitary wave. The cross indicates the reef location, the dots indicates the maximum elevation of the free-surface, the lines are the free-surface profiles ($C=0.5$) and the dashed line corresponds to the theoretical velocity of the wave crest

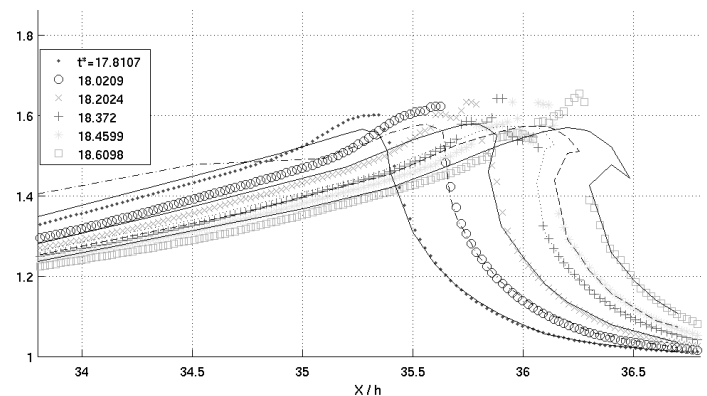


Fig. 10-Free-surface profiles of potential theory computations in solid lines (Yasuda, Mutsuda and Mizutany, 1997) and of our method in dotted lines

4.2.2- Dynamics of the wave breaking

Close to the reef tip (Fig. 11) vortex is generated by the passage of the solitary wave. This vortex corresponds to a recirculation region generated by a local gradient of pressure. This vortex itself generates a set down of the free-surface.

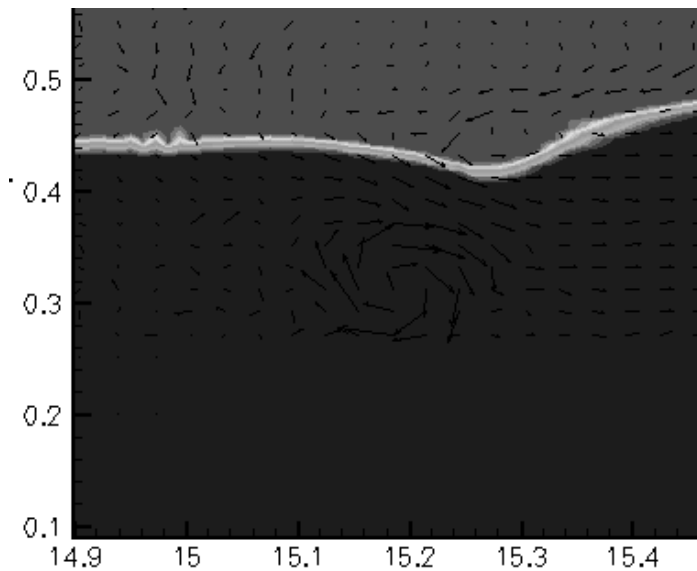


Fig. 11- Velocity field over the reef located at 15 meters on the horizontal axis and of 0.26 meters high at $t = 1.55$ s

The velocity field in the breaking point area is shown on figure 12. We observe that the interface starts to be perturbed. The velocity field on the rear part of the wave is in agreement with the results of the potential theory (Yasuda, Mutsuca and Mizutani, 1997). On the front part of the wave, the velocity vectors have the same significant vertical component oriented toward the top and forward. These observations show that in the early stage of the solitary wave breaking, our numerical method is able to model the breaker. However, the flow seems not converging into the wave crest, velocities have a dominant horizontal component directed forward, except for local irregularities. We can notice that the velocity at the wave crest is 2.47 m/s for a wave speed reaching 2.51 m/s.

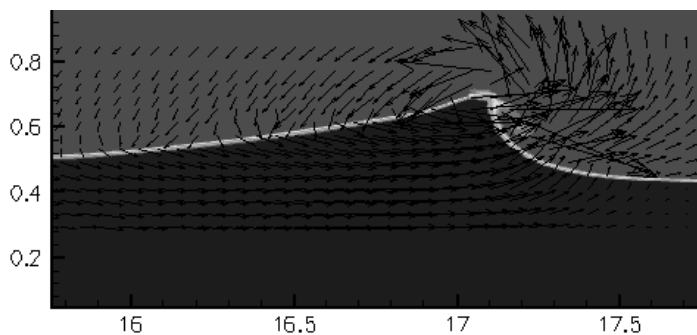


Fig. 12- Velocity field for in the breaking stage at $t^* = 1.55$ s

In the gas phase, a vortex is formed over the wave crest which is transported with the solitary wave. When the wave begins to steepen, a new vortex is generated in the air around a small water quantity on the wave front face. This small quantity of water can be interpreted as a spray, it is ejected from the wave crest and falls down the free surface forward. The velocity field in the gas phase then begins to be very perturbed.

CONCLUSION

The ability of the VOF method without interface reconstruction has been tested to analyse the wave breaking in deep and shallow water. Results for a Stokes wave in deep water are presented and show a great

agreement in the free-surface dynamics with a VOF method with interface reconstruction (Chen, Kharif, Zaleski and Lie, 1999). Spray generation balances, gas entrainment, vorticity dynamic and energy evolutions have also been investigated. The breaking of a solitary wave over a submerged reef is also computed. The dynamic of the wave breaking seems accurately modelled in the first stage of the wave evolution but needs a finer mesh to the last stage of the breaking.

ACKNOWLEDGEMENTS

We gratefully acknowledge the financial support of the CNRS PATOM program as well as the computational resources provided by the CALMIP program.

REFERENCES

- Abadie, S., Caltagirone, J.P. and Watremez, P. (1998), "Mécanisme de génération du jet secondaire dans un déferlement plongeant," *C. R. Acad. Sci. Paris, Ser. IIb*, Vol. 326, pp. 553-59.
- Benkenida, A. and Magnaudet, J. (1999) "Une méthode de simulation d'écoulement diphasiques sans reconstruction d'interfaces," *C. R. Acad. Sci. Paris, Ser. II*.
- Bonmarin, P. (1989). "Geometric properties of deep-water-breaking wave," *J Fluid Mech.*, Vol. 209, pp. 405-33.
- Brackbill, J. U., Kothe, D. B. and Zemach, C. (1992) "A continuum method for modeling surface tension," *J. Comput. Phys.*, Vol. 100, pp. 335.
- Chen, G., Kharif, C., Zaleski, S., and Lie, J. (1997). "Two-dimensional Navier Stokes simulation of breaking wave," *Phys. Fluid*, Vol. 11, pp. 121-33.
- Fenton, J. (1972). "A ninth-order solution for the solitary wave," *J. Fluid Mech.*, Vol. 53, pp. 257-71.
- Guignard, S., Marcer, R., Rey, V., Kharif, C. and Fraunier P. (2001) "Solitary waves breaking on sloping beaches: 2D two phase flow numerical simulation by SL-VOF method," *Eu. J. Mech.*, B – Fluid 20, pp. 57-74.
- Hirt, C.W. and Nichols, B.D. (1981) "Volume of fluid (VOF) method for the dynamics of free boundaries," *J. Comput. Phys.*, Vol. 39, pp. 201.
- Lamb, H. (1932). "Hydrodynamics," 6-th ed., Cambridge University Press, Cambridge, Sect 250.
- Longuet-Higgins, M. S. and Cokelet, E. D. (1976) "The deformation of steep surface waves on water I. A numerical method of computation," *Proc. R. Soc. London, Ser. A*, Vol. 350, pp. 1-26.
- Longuet-Higgins, M. S. and Cokelet, E. D. (1978) "The deformation of steep surface waves on water II. Growth of normal-mode instabilities," *Proc. R. Soc. London, Ser. A*, Vol. 364, pp. 1-28.
- Melville, W. K. (1996) "The role of surface-wave breaking in air sea interaction," *Ann. Rev. Fluid. Mech.*, Vol. 28, pp. 279-321.
- Scardovelli, R. and Zaleski, S. (1999) "Direct numerical simulation of free-surface and interfacial flow," *Annu. Rev. Fluid Mech.*, Vol. 31, pp. 542.
- Yasuda, T., Mutsuda, H., and Mizutani, N. (1997). "Kinetics of overturning solitary waves and their relations to breaker types," *Coastal Eng.*, Vol. 29, pp. 317-46.
- Zalesak, S. T. (1979) "Fully multidimensional flux-corrected transport algorithm for fluids," *J. Comput. Phys.*, Vol. 31, pp. 335.

Marie Duval (2007)

Etude du déferlement d'une onde de Stokes et de la dissipation associée, par simulation directe

Résumé

Une étude numérique du déferlement d'une onde de Stokes est présentée et s'inscrit dans la compréhension de la transformation de l'énergie de la houle. Le code JADIM est utilisé. Une étude paramétrique, faisant varier la cambrure initiale de l'onde et le nombre de Reynolds, met en évidence différents régimes d'évolution des ondes. Un critère de déferlement est établi. Le calcul de la dissipation est validé. La dissipation des ondes non-déferlantes suit un modèle de diffusion équivalent. Pour les ondes déferlantes, un temps caractéristique de déferlement et la dissipation d'énergie sont évalués et exprimés en fonction des paramètres. La simulation directe apparaît pertinente pour décrire le déferlement.

Mots-Clés Simulation directe, déferlement, ondes de Stokes, dissipation.

Stokes wave breaking study and associated dissipation with direct computations

Abstract

This work deal with a computational study of Stokes wave breaking and is related to the understanding of swell energy transformation.

The numerical tool JADIM is used. Results of a parametric study where wave steepness and the Reynolds number varies shows different types of wave evolution. Dissipation calculation is validated. Non-breaking waves dissipation obeys to an equivalent diffusion model. For breaking waves, the total energy dissipation, characteristic time scales have been related to problem and parameters. Direct numerical simulation seems relevant to study breaking waves.

Key-Words Direct numerical computation, breaking wave, Stokes wave, dissipation.